

PERIODICAL ROOM  
GENERAL LIBRARY  
UNIV. OF MICH.

# ANNALEN DER PHYSIK

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH  
F. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF,  
G. u. E. WIEDEMANN, P. DRUDE

VIERTE FOLGE  
BAND 75 HEFT 8  
DER GANZEN REIHE 380. BANDES 8. HEFT

KURATORIUM:  
M. PLANCK, E. WARBURG

UNTER MITWIRKUNG  
DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT  
HERAUSGEGEBEN VON

W. WIEN UND M. PLANCK

MIT SIEBEN TAFELN UND  
DEM BILDNIS VON L. W. GILBERT



L E I P Z I G

VERLAG VON JOHANN AMBROSIIUS BARTH

Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen und der Verlagsbuchhandlung entgegengenommen. Im Jahre 1924 erscheinen Bd. 73, 74 u. 75 à 8 Hefte.

Preis von Band 75 für Deutschland Goldmark 20.—; England £ 1—,

Holland fl. 11.50; Schweiz Fr. 25.—, U.S.A. \$ 4.50.

Ausgegeben im Dezember 1924.

# Inhalt.

	Seite
1. A. Becker. Über die Elektronenemission der Metalle; I. . .	781
2. E. H. L. Meyer. Dielektrizitätskonstante und chemische Konstitution bei organischen Flüssigkeiten . . . . .	801
3. G. H. Livens. Die Ganssche Theorie des Dia-, Para- und Metamagnetismus . . . . .	819
4. Was. Shoulejkin. Die Farbe des Meeres . . . . .	825
5. P. O. Pedersen. Über den elektrischen Funken. II Teil: Experimentelle Untersuchungen über Funkenverzögerung und Funkenbildung. (Hierzu Tafel III bis IX) . . . . .	827
6. F. v. Rautenfeld. Berichtigung und Nachtrag zu meiner Abhandlung „Zur Elektrizitätsleitung in Kristallen“ . . . . .	848
7. Gesetz über die Temperaturskale und die Wärmeeinheit. Vom 7. August 1924 . . . . .	851
Bekanntmachung über die gesetzliche Temperaturskale . . .	853

Mit Namenregister zum Jahrgang 1924.

Die Redaktion der Annalen wird von den umseitig genannten Herren besorgt. Den geschäftlichen Teil hat Herr Geh. Hofrat Prof. W. Wien übernommen, an den auch Manuskripte zu senden sind. Seine Adresse ist: München, Leopoldstraße 91.

Es wird gebeten, die Manuskripte **druckfertig** einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

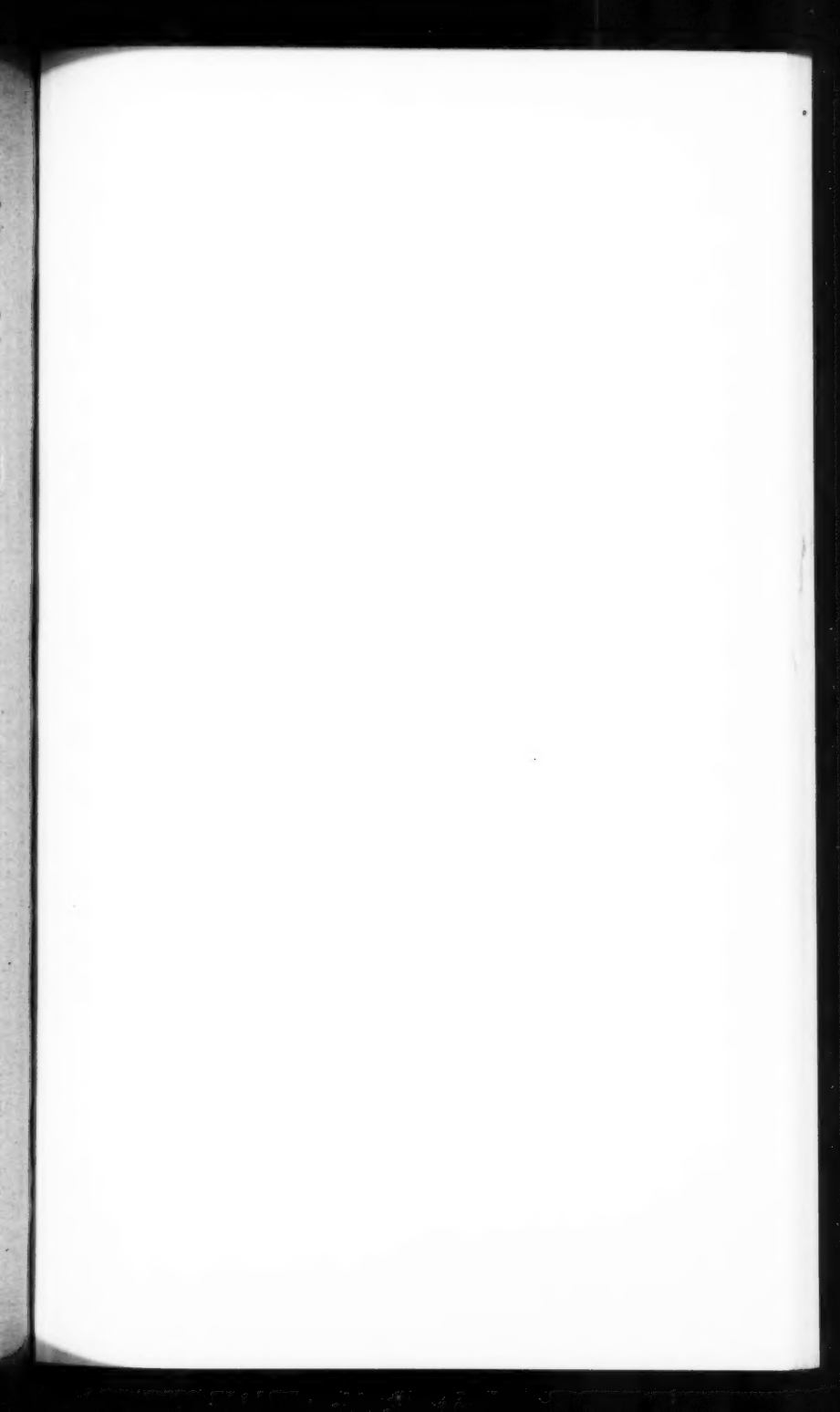
Für die Aufnahme von Dissertationen gelten besondere Bedingungen, welche vom Verlag bekannt gegeben werden.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 **Sonderabdrücke** jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

**Anderweitiger Abdruck** der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Die **Zeichnungen** sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuzichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

**Zitate** sind am Rande oder unten auf den Seiten des Manuskriptes (nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortschritten der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens und Vornamens, der Band-, Seiten- und Jahreszahl aufzuführen.





**Ludwig Wilhelm Gilbert**

geb. 12. August 1769

gest. 7. März 1824

Herausgeber der „Annalen der Physik“ in den Jahren 1799—1824



# ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 75.

## 1. *Über die Elektronenemission der Metalle. I;* *von A. Becker.*

(Im Auszug vorgetragen auf der Naturforscher-Versammlung in Innsbruck  
am 25. Sept. 1924.)

Für die Ergründung des Mechanismus der Elektronen-auslösung aus Metallen ist die Frage nach dem Zusammen-hang des Ablaufs des jeweiligen Emissionsprozesses mit der Art seiner Erregung von besonderer Bedeutung. Einerseits wird die Eigenart der Erregungsweise in Verschiedenheiten dieses Ablaufs sich ausprägen können; andererseits werden, soweit die elektrische Konstitution des emittierenden Körpers selbst maßgebenden Einfluß besitzt, innere Beziehungen zwischen den einzelnen Erscheinungsformen der Emission sich geltend machen und tiefere Einblicke in das Wesen des gemeinsamen Grundvorgangs gewähren müssen.

Die experimentelle Erfahrung vermag einen solchen Prozeß in der Hauptsache durch die beobachtbare Geschwindigkeit bzw. Geschwindigkeitsverteilung, durch die Richtungsverteilung und die Gesamtmenge der austretenden Elektronen in ihrer Abhängigkeit von den maßgebenden äußeren Faktoren zu charakterisieren. Aus einem Vergleich dieser Bestimmungs-stücke der verschiedenen Prozesse untereinander sind dann die verschiedenen und die gemeinsamen Merkmale zu ent-nehmen und zu Schlüssen im erwähnten Sinne zu verwerten.

Beachtet man die erhebliche, im einzelnen noch nicht vollständig aufgeklärte Beeinträchtigung der Eindeutigkeit der quantitativen Aussagen der Beobachtung durch fremde Fak-toren (wie namentlich die Oberflächenbeschaffenheit oder den Gasgehalt der emittierenden Metalle), so könnte der Versuch eines allgemeinen Einblicks in den Mechanismus der Elek-tronenauslösung allerdings wenig erfolgversprechend scheinen. Da aber eine solche Beeinflussung auf allen hierhergehörigen Erscheinungsgebieten in ganz analoger Weise beobachtet wird,

und da sie sich, wie es scheint, ausschließlich beim Absolutwert der austretenden Elektronenzahl und kaum bei den Austrittsgeschwindigkeiten, die wir im Nachfolgenden vorwiegend der Betrachtung unterwerfen, bemerkbar macht<sup>1)</sup>, so kann diese spezielle Frage der fremden Einflüsse ohne Beeinträchtigung der Sicherheit des folgenden Vergleichsverfahrens als eine Frage für sich ausgeschaltet bleiben.

1. Einen ersten Vergleich habe ich vor einigen Jahren zwischen der *glüh elektrischen* und der *lichtelektrischen Wirkung* durchgeführt<sup>2)</sup>, zwei Erscheinungsgebieten, die für sich als besonders gut untersucht gelten durften. Dieser Vergleich führte zu dem bemerkenswerten Ergebnis, daß der Emissionsvorgang in bezug auf Absolutwert und Verteilung der Austrittsgeschwindigkeiten und in bezug auf die Temperaturabhängigkeit der austretenden Absolutmenge praktisch in ganz gleicher Weise abläuft, ob ein Metall thermisch oder durch die gleiche Temperaturstrahlung lichtelektrisch erregt wird.

2. Als weitere Erregungsart habe ich kürzlich diejenige durch  $\alpha$ -Strahlen näher untersucht.<sup>3)</sup> Hier war zunächst tieferes experimentelles Eindringen in dieses Erscheinungsgebiet der sog.  $\delta$ -Strahlung erforderlich, um namentlich die zuvor in der Literatur ungelöst gebliebene Frage der Geschwindigkeitsverteilung zu beantworten. Deren Ermittlung erfolgte auf elektrischem Wege zur ausreichenden Sicherstellung der Ergebnisse sowohl im zentralen, als im homogenen Gegenfeld. Dabei ergab sich, daß die Geschwindigkeitsverteilung in diesem neuen Fall offenbar mit keiner der zuvor betrachteten zusammenfällt, daß sie aber mit großer Annäherung der ausgezeichneten Gesetzmäßigkeit einer Maxwellschen Verteilung der linearen Austrittsgeschwindigkeiten zu entsprechen scheint.

Zur Beurteilung der Genauigkeitsgrenzen dieses Befundes und zu weiterer Betrachtung sei das Gesamtergebnis aller bisher mit verschiedenen Metallen und variierter  $\alpha$ -Strahlgeschwindigkeit durchgeführten Messungen in Fig. 1 wiedergegeben. Kurve a

1) Eine teilweise Erklärung hierfür vgl. A. Becker, Ann. d. Phys. 60. S. 36. 1919.

2) A. Becker, Ann. d. Phys. 60, S. 80. 1919.

3) A. Becker, Ann. d. Phys. 75. S. 217. 1924.

faßt die Messungen im zentralen, Kurve *b* diejenigen im homogenen Feld zusammen. Der Variationsbereich der erhaltenen Ordinatenwerte, die in Relativmaß angegeben sind, ist durch vertikale und horizontale Striche angemerkt. Da weder die Natur oder sonstige Beschaffenheit des Metalls noch die  $\alpha$ -Strahlgeschwindigkeit oder die Emissionsrichtung der Elektronen (die vertikalen Striche der Kurve *b* geben den Wertebereich für die in  $\alpha$ -Strahlrichtung emittierten Elektronen  $\delta$

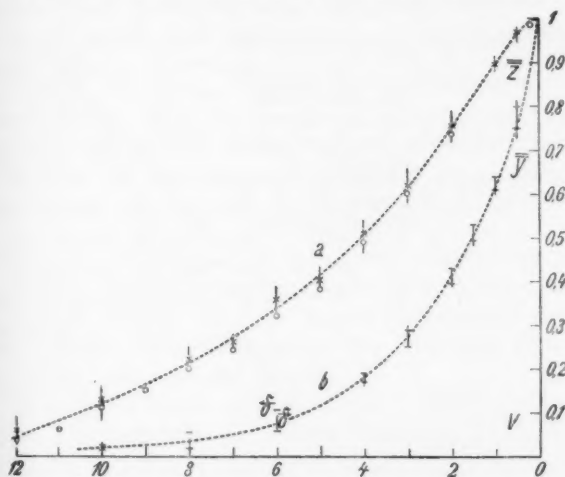


Fig. 1.

an, die horizontalen Striche den Wertebereich für die in entgegengesetzter Richtung emittierten Elektronen ( $\delta$ ) systematische Verschiedenheiten erkennen lassen, ist der allgemeine Kurvenverlauf als durch die Mittelwerte gekennzeichnet zu betrachten. Der sehr befriedigende Anschluß beider Kurven aneinander wird durch die Kreise ( $\circ$ ) der Kurve *a* angezeigt, welche durch Transformation der Kurve des homogenen Feldes in diejenige des Zentralfeldes erhalten werden unter der Annahme, daß die Richtungsverteilung der Elektronen durch das Cosinusetz gegeben sei.

Zur Erkennung des Verteilungsgesetzes der Austrittsgeschwindigkeiten mögen die Zentralfeldkurven der Fig. 2

dienen. Beide Koordinatenwerte sind hier in relativem Maß angegeben. Die Einheit auf der Ordinate ist die gesamte emittierte Elektronenmenge; die Einheit der auf der Abszisse verzeichneten Voltgeschwindigkeiten ist die jeweils wahrscheinlichste Geschwindigkeit der betreffenden Emission. Die ausgezogene Kurve ist die Richardsonsche Zentralfeldkurve der glühelektrischen Wirkung. Die gestrichelte Kurve stellt den Fall Maxwell'scher Verteilung der linearen Austrittsgeschwin-

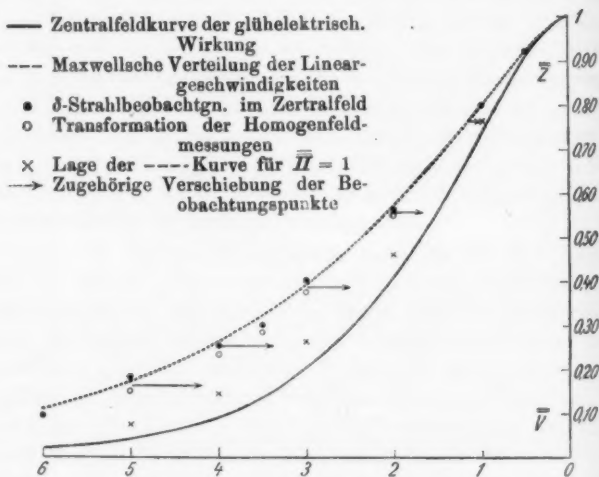


Fig. 2.

digkeiten dar, während die Punkte (•) und Kreise (○) die  $\delta$ -Strahlbeobachtungen wiedergeben, falls als wahrscheinlichste Austrittsgeschwindigkeit derjenige Wert (1,70 Volt)<sup>1)</sup> gewählt wird, für welchen die beobachtete Ordinate mit der zur Abszisse 1 gehörigen Ordinate der gestrichelten Kurve zusammenfällt. Man erkennt, daß in diesem Fall die gesamte Beobachtung mit großer Annäherung durch die gestrichelte Kurve wiedergegeben wird und daß jedenfalls weit erheblichere, die Beobachtungsfehler offenbar wesentlich übersteigende Abweichungen von der Kurve des Glüheffekts vorhanden sind.

1) Vgl. A. Becker, Ann. d. Phys. 75. S. 270. 1924.

Es scheint danach, daß — entgegen der Erwartung — innere Beziehungen zwischen der  $\delta$ -Strahlung und den zuvor studierten Emissionsprozessen sich nicht zu erkennen geben.

3. Demgegenüber müssen wir auf einen bisher noch nicht in Betracht gezogenen Umstand eingehen. Es ist nicht zu bezweifeln, daß der Elektronenausritt aus Metallen ganz allgemein mit einer Austrittsarbeit und daher mit einem Energieverlust verbunden ist. Wir veranschaulichen uns diese Arbeitsleistung durch Annahme eines der Metalloberfläche überlagerten elektrischen Gegenfeldes<sup>1)</sup>, in welchem das die Metalloberfläche verlassende Elektron eine Potentialdifferenz vom Betrage  $II$ , der das unmittelbare Maß des stattfindenden Energieverlusts<sup>2)</sup> darstellt, zu durchlaufen hat. Die der Beobachtung zugänglichen „äußeren“ Elektronengeschwindigkeiten, auf die sich die vorausgehende Betrachtung ausschließlich bezieht, werden infolgedessen von den „inneren“ Geschwindigkeiten, welche die Elektronen unmittelbar vor ihrem Austritt aus der Metalloberfläche, d. h. vor Durchsetzen des Oberflächenfeldes besitzen, unterschieden werden müssen, und es entsteht die Frage, ob nicht klarere Beziehungen zwischen diesen inneren Geschwindigkeiten der einzelnen Emissionsprozesse zu erkennen sein dürften.

Wir haben daher zu untersuchen, welche Absolutwerte bzw. welche Verteilung der inneren Geschwindigkeiten den beobachteten äußeren Verhältnissen zuzuordnen sind. Hierzu bedarf es einer Voraussetzung über die Richtung des Oberflächenfeldes. Da von den beiden einfachsten Möglichkeiten, daß die Feldrichtung mit der inneren Bahnrichtung des Elektrons zusammenfällt oder normal zur emittierenden Fläche ist, die erstere, wie bekannt, mit der Beobachtung nicht verträglich erscheint, nehmen wir im Anschluß an frühere Überlegungen<sup>3)</sup> den zweiten Fall eines flächennormalen Oberflächenfeldes<sup>4)</sup> an.

1) Vgl. P. Lenard, Ann. d. Phys. 8. S. 149. 1902; A. Becker, Ann. d. Phys. 58. S. 400. 1919.

2) Bezogen auf die Einheit der elektrischen Ladung.

3) A. Becker, Ann. d. Phys. 58. S. 449 u. f. 1919.

4) Ein solches darf vielleicht einfach als Konsequenz der dichten Aneinanderlagerung ursprünglich in die Bahnrichtung der Elektronen fallender Einzelfelder angesehen werden.

4. Für die *Richardsonsche Auffassung vom Mechanismus der Glühelctronenemission* ist es, wie ich früher hervorgehoben habe<sup>1)</sup>, charakteristisch, daß das Vorhandensein und die Größe einer Austrittsarbeit im Falle unserer letzten Annahme experimentell nur aus dem Absolutwert der emittierten Elektronenzahl und seinem Gang mit der Temperatur ermittelt werden kann, und daß sowohl der Absolutwert, wie auch die Verteilung der Austrittsgeschwindigkeiten vom Vorhandensein einer flächennormalen Oberflächenkraft völlig unabhängig bleiben. Eine Unterscheidung zwischen inneren und äußeren Geschwindigkeiten kommt hier also nicht in Betracht, und die für die beobachtbare äußere Verteilung maßgebenden Beziehungen beschreiben somit auch gleichzeitig die inneren Verhältnisse. In früherer Bezeichnungsweise gilt:

a) für die Ordinaten der Verteilungskurve der Voltgeschwindigkeiten

$$\overline{P(\bar{V})} = \bar{V} \cdot e^{-(\bar{V}-1)},$$

wenn, was durch den Überstrich von  $P(\bar{V})$  angedeutet sei, der zur wahrscheinlichsten Geschwindigkeit gehörige Ordinatenwert die Einheit und

$$\bar{V} = \frac{V}{V_{wi}}$$

ist, d. h. alle Voltgeschwindigkeiten auf deren wahrscheinlichsten Wert als Einheit bezogen werden; außerdem ist

$$V_{wi} = V_{wa} = V_w$$

gesetzt.

b) für die Zentralfeldkurve

$$\bar{z} = (\bar{V} + 1) \cdot e^{-\bar{V}},$$

wenn  $\bar{z}$  mit der maximalen Menge (für  $\bar{V} = 0$ ) als Einheit gemessen wird.

c) für die Gesamtmenge der von der Flächeneinheit in der Zeiteinheit emittierten Elektronen

$$n = \frac{N}{\sqrt{2\pi}} \cdot \sqrt{\frac{e}{m} \cdot V_w} \cdot e^{-\frac{\Pi}{V_w}} = \frac{N}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{e}{m} V_w^3} \cdot \sqrt{\Theta} \cdot e^{-\frac{\Pi}{V_w^3 \cdot \Theta}},$$

1) A. Becker, Ann. d. Phys. 60. S. 36. 1919.

wo  $N$  die Gesamtzahl der als frei angenommenen Elektronen der Volumeneinheit des Metallinneren und  $V_w^1$  die wahrscheinlichste Voltgeschwindigkeit bei der absoluten Temperatur  $\theta = 1$  ist.

5. Wir wenden uns jetzt der  $\delta$ -Strahlung zu und fragen: Welcher Gesetzmäßigkeit folgen hier die inneren Geschwindigkeiten, wenn die äußeren Lineargeschwindigkeiten nach dem Maxwellschen Gesetz verteilt sind, wie es in guter Annäherung nach der Beobachtung der Fall zu sein scheint?

Bei Annahme der Ausstrahlung nach dem Cosinusetz, die durch die Beobachtungen, wie bereits erwähnt, gestützt wird, und wie sie auch beim Glüh effekt vorliegt, gilt für die gesuchte Umformung, wie ich früher gezeigt habe<sup>1)</sup>,

$$P(V_i) \cdot dV_i = \frac{V_i}{V_a} \cdot P(V_a) \cdot dV_a,$$

worin unserer Voraussetzung gemäß zu setzen ist

$$P(V_a) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{1}{V_{wa}} \cdot \sqrt{\bar{V}_a} \cdot e^{-\frac{1}{2} \bar{V}_a},$$

wenn zur Abkürzung wie früher

$$\frac{V_a}{V_{wa}} = \bar{V}_a$$

gesetzt wird.

Die Ausrechnung liefert für die Ordinaten der Verteilungskurve der inneren Geschwindigkeiten im bereits eingeführten Relativmaß

$$\bar{P}(\bar{V}_i) = \bar{V}_i \cdot \sqrt{\frac{1 - \bar{H}}{\bar{V}_i - \bar{H}}} \cdot e^{-\frac{1}{2} \frac{1 - 2\bar{H}}{1 - \bar{H}} \cdot (\bar{V}_i - 1)},$$

worin

$$\bar{H} = \frac{H}{V_{wi}} \quad \text{und} \quad V_{wi} = V_{wa} \cdot \frac{1 - 2\bar{H}}{1 - \bar{H}}$$

ist.

Wir gelangen damit zu einem Resultat, welches schon deshalb kaum als Ausdruck der Wirklichkeit gelten kann, weil sich danach die inneren Geschwindigkeiten nach der Größe der Austrittsarbeit richten müssen. Die tatsächliche Unmöglichkeit einer solchen inneren Verteilung zeigt sich besonders deutlich darin, daß für gewisse  $\bar{H}$ - und  $\bar{V}$ -Werte über-

1) A. Becker, Ann. d. Phys. 58. Gleichung 42b. 1919.

haupt keine reellen Werte unseres Ausdrucks vorhanden sind, und daß dieser in anderen Fällen ins Unendliche wachsen kann.

Daraus ist zu schließen, daß entweder die von uns benutzte einfache Annahme über das Oberflächenfeld<sup>1)</sup>, die sich in anderen Fällen bewährt hat, nicht zutreffend ist, oder daß die angenommene gesetzmäßige Verteilung der äußeren Geschwindigkeiten eben nur eine Annäherung darstellt und keine strenge Gültigkeit haben kann. Diesem letzteren Schluß wird man sich jedenfalls nicht entziehen können, solange man überhaupt an der Existenz einer Austrittsarbeit festhält. Denn dann muß die letztere Einfluß auf die *äußeren* Geschwindigkeiten gewinnen<sup>2)</sup>, während ein von  $\Pi$  unabhängiges Gesetz nur für die innere Verteilung gelten kann und muß.

6. Wir kehren nach diesen Erwägungen die anfängliche Fragestellung um und fragen jetzt: Welche äußere Geschwindigkeitsverteilung entspricht einer Maxwell'schen Verteilung der inneren Lineargeschwindigkeiten? Wir nehmen also an, daß die von  $\Pi$  unabhängige Maxwell'sche Verteilung streng für die inneren Geschwindigkeiten gelte und untersuchen, wie weit die zugehörige äußere Verteilung mit der Beobachtung noch vereinbar erscheint.

a) Es seien zur Ermöglichung eines unmittelbaren Vergleichs zunächst die den Zentralfeldbeobachtungen, welche die *integrale Verteilung* liefern, entsprechenden Beziehungen entwickelt. Für die inneren Geschwindigkeiten entspricht unserer neuen Annahme der früher<sup>3)</sup> hergeleitete Ansatz

$$\bar{z}_i = 1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \sqrt{\frac{\bar{v}_i}{2}} \cdot e^{-\frac{\bar{v}_i}{2}} - \Phi\left(\sqrt{\frac{\bar{v}_i}{2}}\right),$$

wo  $\Phi$  das Gauss'sche Fehlerintegral für das betreffende Argument bezeichnet. Daraus wird mit Hilfe der Beziehung<sup>4)</sup>

1) Wir setzen, soweit wir  $\Pi$ , wie üblich, als Konstante betrachten, naturgemäß so geringe Elektronenkonzentration voraus, daß wir von einer Beeinflussung des Elektronenaustritts durch Raumladungswirkung absehen können.

2) Falls derselbe nicht etwa, wie im betrachteten Fall der Richardsonschen Gesetzmäßigkeit, verdeckt wird.

3) A. Becker, Ann. d. Phys. 58. Gleichung 23. 1919.

4) Am vorgenannten Ort Gleichung 42a.



$$z_a = z_i - \Pi \cdot \int_{V_i}^{\infty} \frac{P(V_i)}{V_i} \cdot dV_i$$

die Gleichung der integralen äußeren Verteilung im bereits benutzten Relativmaß

$$\bar{z}_a = \frac{\frac{1 - 2\bar{H}^2}{1 + \bar{H}} \cdot \{1 - \Phi \sqrt{a(\bar{V}_a + \bar{H})}\} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \sqrt{a(\bar{V}_a + \bar{H})} \cdot e^{-a(\bar{V}_a + \bar{H})}}{\frac{1 - 2\bar{H}^2}{1 + \bar{H}} \{1 - \Phi(\sqrt{a \cdot \bar{H}})\} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \sqrt{a \cdot \bar{H}} \cdot e^{-a\bar{H}}},$$

worin zur Abkürzung

$$\frac{1 + 2\bar{H}}{2(1 + \bar{H})} = a$$

gesetzt ist und alle zweifach überstrichenen Größen mit  $V_{wa}$  als Einheit gemessen werden.

Man erkennt sofort, daß dieser Ausdruck für  $\bar{H} = 0$ , wie erforderlich, in den obigen Wert von  $z_i$  übergeht. Da seine wenig einfache Form aber weitergehende, allgemeinere Schlußfolgerungen insbesondere auf den Einfluß wachsender  $\bar{H}$ -Werte auf den  $z_a$ -Verlauf erheblich erschwert, seien in beistehender Tabelle einige Ergebnisse der numerischen Ausrechnung mitgeteilt.<sup>1)</sup>

$\bar{H}$	0	1	2	3	Beim Glüh-effekt
$\bar{V}_a$	$\bar{z}_a$				
0	1	1	1	1	1
1	0,801	0,761	0,747	0,744	0,736
2	0,572	0,460	0,432	0,426	0,406
3	0,391	0,258	0,229	0,218	0,199

Die Ausrechnung zeigt, daß der Wert von  $z_a$  für jedes festgehaltene  $\bar{V}_a$  mit wachsendem  $\bar{H}$  zuerst schneller und dann langsamer abnimmt und schließlich einem kleinsten Grenzwert zuzustreben scheint. Zur Veranschaulichung und zum Vergleich mit der Beobachtung werde der  $z_a$ -Verlauf für

1) Die 3. Dezimale der angegebenen Werte ist vielleicht bei den höheren Werten von  $\bar{H}$  und  $\bar{V}_a$  infolge der dort nicht mehr voll ausreichenden Ausführlichkeit der für das Fehlerintegral benutzten Tabelle nicht ganz sicher.

$\bar{\pi} = 1$  in Fig. 2 durch Kreuze ( $\times$ ) markiert. Der Vergleich mit der Lage der gestrichelten Kurve (für welche  $\bar{\pi} = 0$  ist) zeigt die relativ erhebliche Verschiebung, welche der Übergang von  $\bar{\pi} = 0$  in  $\bar{\pi} = 1$  hervorruft.

Bei Heranziehung der Beobachtung ist nun zu berücksichtigen, daß die zu den beobachteten Ordinatenwerten gehörigen Abszissenwerte, da wir Relativmaße eingeführt haben, zunächst jeweils so zu reduzieren sind, daß die beobachtete Ordinate mit der theoretischen bei  $\bar{v} = 1$  zusammenfällt. Die in Fig. 2 eingezeichneten horizontalen Pfeile geben diese Verschiebungen des Mittelwerts aus den Zentral- und Homogenfeldmessungen, wie sie zur Ermöglichung des Vergleichs mit der theoretischen Kurve für  $\bar{\pi} = 1$  erforderlich sind. Man erkennt, daß es im Hinblick auf die Genauigkeitsgrenzen der Beobachtung noch wohl möglich erscheint, die Lage der Kreuze und Pfeilspitzen durch eine gemeinsame Kurve zu approximieren und damit zu zeigen, daß die Beobachtungen der Annahme Maxwell'scher Verteilung der inneren Geschwindigkeiten und einer relativen Austrittsarbeit von der Größenordnung 1 nicht widersprechen.

Bei der nicht geringen Zahl von Korrekturen, welche, wie früher gezeigt<sup>1)</sup>, erforderlich sind, um aus den unmittelbaren Versuchsdaten die gesuchte Geschwindigkeitsverteilung herzuleiten, kann die empirische Verteilungskurve leider nicht diejenige Genauigkeit beanspruchen, welche nötig wäre, um aus ihr den zugehörigen  $\bar{\pi}$ -Wert exakt herzuleiten. Da namentlich größere  $\bar{\pi}$ -Werte über 1 den Kurvenverlauf kaum mehr merklich beeinflussen, so ist es auch verständlich, weshalb die Beobachtung keinen spezifischen Einfluß der Natur des emittierenden Metalls, die sich in verschiedenen  $\bar{\pi}$ -Werten geltend machen könnte, deutlich hervortreten läßt.

Wenn wir jetzt nach der *Grenzkurve* fragen, welcher sich der  $\bar{z}_a$ -Verlauf mit wachsendem  $\bar{\pi}$  annähert, so läßt sich aus der mitgeteilten Tabelle ein deutliches Anzeichen dafür entnehmen, daß die  $\bar{z}_a$ -Werte unseres neuen Verteilungsgesetzes in diejenigen überzugehen scheinen, welche nach Hrn. Richardson's Formel (4b) für den Glüh-effekt gefordert werden.

1) A. Becker, Ann. d. Phys. 75. S. 217. 1924.

b) Um diese Beziehung weiter zu prüfen, wenden wir uns der Betrachtung der *differentialen Verteilung* der Geschwindigkeiten zu, die tiefere und allgemeinere Einblicke gewähren wird.

Aus

$$P(\bar{V}_i) = \sqrt{\bar{V}_i} \cdot e^{-\frac{1}{2}(\bar{V}_i - 1)}$$

findet man mit Hilfe der bereits benutzten Gleichung 42b einer früheren Arbeit sofort für die relative äußere Verteilung

$$P(\bar{V}_a) = \bar{V}_a \cdot \sqrt{\frac{1 + \bar{H}}{\bar{V}_a + \bar{H}}} \cdot e^{-\frac{1}{2} \frac{1 + 2\bar{H}}{1 + \bar{H}} (\bar{V}_a - 1)};$$

für das Verhältnis der äußeren zur inneren wahrscheinlichsten Geschwindigkeit gilt ferner

$$\frac{V_{\text{max}}}{V_{\text{mit}}} = \frac{1 + 2\bar{H}}{1 + \bar{H}}.$$

Der Gang dieser äußeren Verteilung mit wachsenden  $\bar{H}$ -Werten möge zunächst durch Fig. 3 veranschaulicht werden.

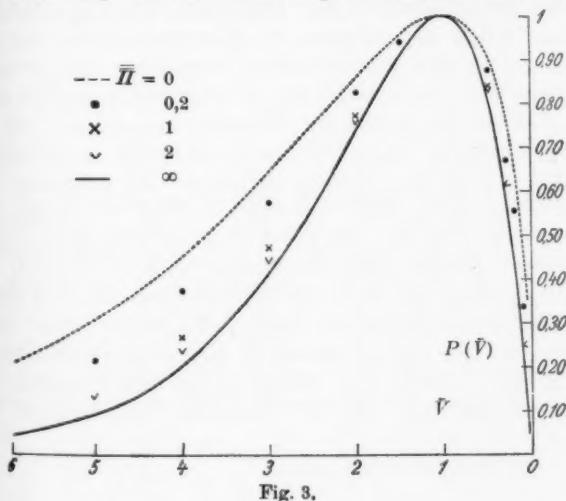


Fig. 3.

Für  $\bar{H} = 0$  haben wir die gestrichelte Kurve, welche die innere Verteilung darstellt und der obigen Gleichung für  $\bar{V}_i$  ent-

spricht, in welche der neue Ausdruck für  $\bar{V}_a$  in diesem Fall übergeht. Wachsende  $\bar{H}$ -Werte verursachen zuerst eine erhebliche, dann nur noch wenig zunehmende Senkung der Kurve zu beiden Seiten ihres Maximums. Die ausgezogene Kurve stellt die *Grenzkurve* dar, welche bei großem  $\bar{H}$ -Wert erreicht wird. Ihre Gleichung ergibt sich<sup>1)</sup> zu

$$\overline{P(\bar{V}_a)}_{\infty} = \bar{V}_a \cdot e^{-(\bar{V}_a - 1)},$$

d. i. aber die entsprechende Richardsonsche Gleichung (4a) der glühelektrischen Wirkung.

7. Wir haben auf diesem Wege also einen unzweifelhaften Anschluß der beiden verschiedenen Emissionsprozesse aneinander gewonnen, der anfänglich nach dem unmittelbaren Ergebnis der Beobachtung nicht erreichbar zu sein schien. *Die Geschwindigkeitsverteilung der beobachtbaren Elektronenemission beider Prozesse zeigt sich vom gleichen Gesetz beherrscht, und das allein unterscheidende Merkmal ist die Größe der relativen Austrittsarbeit.* Beachten wir, daß die wahrscheinlichste Austrittsgeschwindigkeit der  $\delta$ -Strahlen von der Größenordnung 2 Volt ist, während für die Glühelektronen bei den Temperaturen aller bisher durchgeführten Messungen nur etwa  $\frac{1}{10}$  dieses Wertes anzusetzen ist, so haben wir in der Tat beim Glüheffekt in der Praxis mit  $\bar{H}$ -Werten zu rechnen, die — bei Voraussetzung nahe gleicher Absolutgröße der Austrittsarbeit — etwa das 10-fache derjenigen der  $\delta$ -Strahlen betragen. Nur eben dieser erheblichen Größe wegen fällt der Einfluß von  $\bar{H}$  in der Richardsonschen Verteilungsformel, da sie in unserer neuen Auffassung eine Grenzformel ist, schließlich weg. Da auch bei der lichtelektrischen Wirkung der Mittelfrequenzen, die wir zunächst theoretisch näher untersucht haben, die wahrscheinlichsten Austrittsgeschwindigkeiten die gleiche Größenordnung haben wie bei dem Glüheffekt, so ist es verständlich, daß der Nachweis gesetzmäßiger Be-

1) Die Hinzunahme des Faktors

$$\left(1 - \frac{\bar{V}_a}{2\bar{H}}\right)$$

wird durch das Vorhandensein der  $e$ -Funktion entbehrlich.

ziehungen zwischen diesen beiden Erscheinungen schon früher verhältnismäßig leicht gelungen ist.

Zusammengefaßt ergibt sich, daß die beobachtbare Elektronenemission eines Metalls in allen 3 bisher betrachteten Fällen, beim Glüheffekt, der lichtelektrischen Wirkung bei Erregung mit unzerlegtem Licht und bei der  $\delta$ -Strahlung, so verläuft, wie es einer Maxwell'schen Verteilung der inneren Lineargeschwindigkeiten und der Überwindung einer normalen Oberflächenkraft entspricht.

8. Zu weiterer Untersuchung dieses Zusammenhangs sei noch die austretende Gesamtmenge und die wahrscheinlichste Geschwindigkeit der Elektronen näher betrachtet.

Für beliebigem  $\bar{H}$ -Wert ist allgemein

$$n = N \left[ \frac{1 - 2\bar{H}^2}{1 + \bar{H}} \cdot \left\{ 1 - \Phi \left( \sqrt{\bar{H} \frac{1 + 2\bar{H}}{2(1 + \bar{H})}} \right) \right\} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\bar{H} \frac{1 + 2\bar{H}}{2(1 + \bar{H})}} \cdot e^{-\bar{H} \frac{1 + 2\bar{H}}{2(1 + \bar{H})}} \right],$$

wo  $N$  die gesamte austretende innere Menge bezeichnet, die bei fehlender Oberflächenkraft zu beobachten wäre. Zur Beurteilung des Ganges von  $n$  mit  $\bar{H}$  seien einige numerische Daten angegeben:

$\bar{H} = 0$	0,2	1	2	3	4
$n/N = 1$	0,825	0,351	0,117	0,039	0,013

Die Zunahme von  $\bar{H}$  um 1 verursacht also eine Abnahme des  $n$ -Werts auf jeweils sehr nahe den dritten Teil.

Für größere  $\bar{H}$ -Werte würde die Benutzung dieses strengen Ausdrucks die Berücksichtigung einer rasch anwachsenden Zahl von Dezimalen des Fehlerintegrals verlangen. Wir gehen deshalb zur Betrachtung dieses Spezialfalles der größeren  $\bar{H}$  von dem spezialisierten Ausdruck für die differentiale Verteilung der äußeren Geschwindigkeiten aus und bilden

$$n = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\bar{H}}} \cdot e^{-\bar{H}} \cdot \int_0^{\infty} \bar{v}_a \cdot e^{-\bar{v}_a^2} d\bar{v}_a = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\sqrt{\bar{H}}} \cdot e^{-\bar{H}}.$$

Wir erhalten damit für diesen Fall einen erheblich vereinfachten Ausdruck. Man erkennt leicht, daß er im Gebiet

der kleinen  $\bar{H}$  eine etwas größere Steilheit des  $n \cdot \bar{H}$ -Verlaufs liefern würde als die strenge Formel, daß aber verhältnismäßig rasch eine gute Annäherung an die Aussagen der letzteren erreicht wird<sup>1)</sup>, so daß es praktisch unbedenklich ist, sich für die Darstellung des relativen  $n$ -Verlaufs schon von etwa  $\bar{H} = 5$  ab der einfacheren Formel als eines genügend zutreffenden Ausdrucks der Wirklichkeit zu bedienen.

Damit haben wir aber gleichzeitig von einer neuen Seite Anschluß an die glühelektrische Wirkung gewonnen, da unsere vereinfachte Formel formal mit der bekannten Richardsonschen Formel (4c) für die Gesamtemission übereinstimmt, was noch anschaulicher wird, wenn wir mit Berücksichtigung der Bedeutung von  $\bar{H}$  explizite die wahrscheinlichste Geschwindigkeit einführen. Es wird dann

$$n = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\sqrt{\bar{H}}} \cdot \sqrt{V_w} \cdot e^{-\frac{\bar{H}}{V_w}}.$$

Da die jetzt als Konstante eintretende Größe  $\bar{H}$  als absolutes Maß der Austrittsarbeit mit der in Hrn. Richardsons Formel auftretenden identisch ist, so bedarf es für den quantitativen Vergleich der beiden Ausdrücke nur noch des näheren Vergleichs der maßgebenden wahrscheinlichsten Geschwindigkeiten.

Bezeichnet  $v_w$  die wahrscheinlichste innere Linear- geschwindigkeit der Elektronen, so gilt für die wahrscheinlichste Voltgeschwindigkeit der Richardsonschen Formeln, wie schon früher<sup>2)</sup> hervorgehoben,

$$V_w = \frac{v_w^2}{2 e/m}.$$

Demgegenüber ist die wahrscheinlichste innere Voltgeschwindigkeit unserer neuen Beziehungen

$$V_w = \frac{v_w^2}{4 e/m} = \frac{1}{2} V_w.$$

1) Die numerische Ausrechnung, die naturgemäß für die kleineren  $\bar{H}$  keine zutreffenden Werte liefert, ergibt beispielsweise:

$\bar{H} = 2$	3	4	5
$n \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2} = 0,0957$	0,0287	0,0092	0,0030

2) A. Becker, Ann. d. Phys. 60. S. 33. 1919.

Da nun die zugehörige wahrscheinlichste äußere Voltgeschwindigkeit im hier behandelten Falle großen  $\bar{H}$ -Werts

$$V_{wa} = 2 \cdot V_{wi}$$

wird<sup>1)</sup>, so zeigt sich also dieses  $V_{wa}$  mit  $V_w$  identisch. Unsere neue Beziehung für  $n$  stimmt also numerisch, bis auf einen zunächst belanglosen Zahlenfaktor<sup>2)</sup>, mit Hrn. Richardsons Formel überein, und sie gibt auch genau den gleichen Temperaturgang, wenn wir unsere inneren Austrittsgeschwindigkeiten im Falle des Glüheffekts als gastheoretische annehmen.

9. Wenn es damit gelungen ist, alle bisher durch die Erfahrung sichergestellten wesentlichen quantitativen Gesetzmäßigkeiten der Glühelektronenemission als Spezialfälle eines umfassenderen Gesetzes zu beschreiben, und wenn diese neue Beschreibung nicht lediglich formaler Natur sondern, wie wir annehmen wollen, der Ausdruck des Vorhandenseins eines den zusammengefaßten Emissionsprozessen gemeinsamen Grundvorgangs ist<sup>3)</sup>, so entsteht jetzt die Frage nach dem *Mechanismus* des letzteren. Da die Annahme dauernd freier Elektronen im Metallinernen, mit welcher Hr. Richardson so erfolgreich die Glühelektronenemission beschreiben konnte, mit der nachgewiesenen Maxwellschen Verteilung der inneren linearen Austrittsgeschwindigkeiten kaum vereinbar zu sein scheint, so wird man in den emittierten Elektronen in allen Fällen ursprünglich gebundene sehen müssen<sup>4)</sup>, die, durch Energieaufnahme ihres Emissionszentrums in Freiheit gesetzt, die Metalloberfläche nach Maßgabe ihrer Bewegungsrichtung, ihrer etwaigen Absorption und der Größe der Oberflächenkraft verlassen werden.

1) Vgl. 6b.

2) Bezüglich dieses Faktors vgl. die folgenden Abschnitte 10 u. 11.

3) Da die Richardsonschen Beziehungen dann nur als Annäherungen gelten können, wird man bei starker Veränderung der bisher eingehaltenen Versuchs edingungen Abweichungen derselben von der Erfahrung erwarten müssen.

4) Zumal auch der Versuch einer Deutung der anderen Emissionsprozesse durch ursprünglich freie Elektronen ganz besonderen Schwierigkeiten begegnen würde; vgl. auch P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen. S. 139. 1918.

10. Für die *glühelektrische Wirkung* bedeutet diese veränderte Auffassung nur die Notwendigkeit, in dem in die Richardsonsche Mengenformel eintretenden Mengenfaktor nicht mehr die Anzahl freier Elektronen pro Volumeneinheit sondern die Anzahl befreiter und die Metalloberfläche erreichender Elektronen zu sehen. Ist die rein thermische Elektronenbefreiung in Metallen nach Hrn. Lenards Annahme Folge der Nähewirkung der Atome, und kommt Elektronenabsorption im Metallinneren in Frage, so wird dieser Faktor als eine gewisse, bis jetzt nicht näher bekannte Variable anzunehmen sein, deren experimenteller Ermittlung die von uns bereits erwähnte starke Beeinflussung der austretenden Absolutmenge durch fremde Faktoren leider große Schwierigkeiten entgegengesetzt.

11. Im Falle der  $\delta$ -Strahlung ist die Elektronenbefreiung auf die Energieaufnahme des Emissionszentrums von dem erregenden  $\alpha$ -Teilchen zurückzuführen. Der vorbesprochene Mengenfaktor wird also hier dem jeweiligen Energieverlust an das Emissionszentrum und damit auch dem gesamten Energieverlust des  $\alpha$ -Teilchens auf der Wegeinheit, dem der erstere offenbar, nach dem Erfolg der entsprechenden Deutung der in Gasen beobachtbaren Geigerschen Kurve zu urteilen<sup>1)</sup>, parallel geht, proportional zu setzen sein. In unserer in Abschnitt 8 gegebenen allgemeinen Mengenformel wird also

$$N = J \cdot \frac{k}{v},$$

wo  $v$  die Geschwindigkeit und  $J$  die Intensität der  $\alpha$ -Strahlen an der emittierenden Fläche, auf die wir die austretende Elektronenzahl beziehen, angibt.

a) Was nun zunächst die *Abhängigkeit der austretenden Elektronenzahl von der  $\alpha$ -Stahlgeschwindigkeit* betrifft, für welche wir früher<sup>2)</sup> einen dem an Gasen beobachteten und durch die Geigersche Kurve bekannten ganz analogen Gang<sup>3)</sup> gefunden haben, so ist beim Vergleich dieser Erfahrung mit unserer

1) H. Geiger, Proc. Roy. Soc. A. 83. S. 505. 1910.

2) A. Becker, Ann. d. Phys. 75. S. 227. 1924.

3) Vgl. auch den entsprechenden Gang bei Kathodenstrahldurchquerung von Gasen (C. Ramsauer, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. 9. S. 515. 1912).



Formel zu berücksichtigen, daß die neben dem konstant angenommenen  $\bar{H}$  einzige maßgebende Größe  $V_{wa}$  sich innerhalb des bei den Geschwindigkeitsmessungen aus Rücksicht auf ausreichende Intensität beschränkten Variationsbereichs der Geschwindigkeit und innerhalb der Genauigkeitsgrenzen der Beobachtung als konstant erwiesen hat. Der ganze Ausdruck in der eckigen Klammer unserer Formel bleibt also in diesem Bereich konstant, und wir erhalten durch die getroffene Festsetzung des obigen Faktors  $N$  — die lediglich der naheliegenden Auffassung entspricht, daß für die an der Oberfläche in Freiheit befindliche Elektronenzahl der differentiale Energieverlust der  $\alpha$ -Teilchen maßgebend sein müsse — ohne weiteres Anschluß unserer Gleichung an die Erfahrung, soweit sie ein Anwachsen der austretenden Elektronenzahl mit abnehmender  $\alpha$ -Strahlgeschwindigkeit anzeigt. Für den beobachteten Abfall der Mengenkurve im Bereich kleinster Geschwindigkeiten werden wir aber den Ausdruck in der eckigen Klammer verantwortlich machen müssen, wenn er überhaupt für die Emission maßgebend werden soll. Eine Beschreibung des Abfalls durch ihn wird in der Tat möglich, wenn wir in Anlehnung an die bei Kanalstrahlen kleinerer Geschwindigkeit beobachtete Tatsache der Abnahme der Elektronenaustrittsgeschwindigkeiten mit sinkender Kanalstrahlgeschwindigkeit<sup>1)</sup> annehmen, daß auch im Falle der  $\alpha$ -Strahlen schließlich  $V_{wa}$  abnehmen wird. Ohne Kenntnis des Gesetzes dieser Abnahme kann ein quantitativer Vergleich zwischen der Beobachtung und der Theorie vorerst leider nicht durchgeführt werden.<sup>2)</sup>

1) H. Baerwald, Ann. d. Phys. 41. S. 643. 1913; 60. S. 1. 1919.

2) Bei dem nahe exponentiellen Gang des  $n$  mit  $\bar{H}$  ist im Sinne der Beobachtung sehr rascher Abfall des  $n$  zu erwarten. Wenn es Hrn. J. Hahn, Zeitschr. f. Phys. 14. S. 355. 1923 rein empirisch gelungen ist, die von ihm bei Kanalstrahlen beobachtete Elektronenausbeute als Funktion der Kanalstrahlgeschwindigkeit durch einen aus der Richardsonschen Mengenformel dadurch hergeleiteten Ausdruck darzustellen, daß er die absolute Temperatur durch die Teilchenenergie ersetzt, so entspricht dies ganz den Aussagen unserer neuen Theorie, falls man im betreffenden Variationsbereich die Größe  $V_{wa}$  der Teilchenenergie proportional setzt.

Ein solcher Zusammenhang wird aber auch durch die Erscheinungen des Glüheffekts selbst in noch verfeinerter Form nahegelegt. Erfolgt

Jedenfalls erkennt man aber bereits eine qualitative Übereinstimmung insofern, als unsere Formel mit ihren beiden wesentlichen Faktoren eine Überlagerung einer mit abnehmendem  $v$  ansteigenden und einer abfallenden Kurve zum Ausdruck bringt.

b) Über die *Materialabhängigkeit der austretenden Elektronenmenge* läßt sich bis jetzt ebenso wie auf den verwandten Erscheinungsgebieten weder auf Grund der Theorie noch auf Grund der Erfahrung etwas Sicheres aussagen. Da eine Materialabhängigkeit der Größe  $V_{wa}$  offenbar nicht merklich in Betracht kommt, so müßte man nach unserer Auffassung einen merklichen Einfluß der Größe  $\Pi$  erwarten, der aber durch die Mitwirkung des zunächst völlig unbekannten Proportionalitätsfaktors  $k$ , welcher die innere Elektronenausbeute in den einzelnen Stoffen ausdrückt, überdeckt werden kann. Nach der bisherigen Erfahrung werden sehr auffallende Mengenverschiedenheiten bei den gewöhnlichen Metallen nicht angezeigt, wenn sie auch nicht vollständig unbeobachtet geblieben sind. So zeigten sich bei meinen Versuchen die

die Befreiung der Glühelektronen aus ihrem Atomverband im Metallinneren, wie wir es annehmen, durch die gegenseitigen Atomzusammenstöße, so können wir das stoßende Atom gewissermaßen als Kanalstrahlteilchen und damit die Elektronenbefreiung als einen nur durch die Herkunft der erregenden Teilchen ausgezeichneten Spezialfall der Erregung durch relativ langsame Korpuskularstrahlen ansehen. Da nun beim Zusammenstoß gleichartiger Atome im Durchschnitt die halbe kinetische Energie derselben ausgetauscht wird, so dürfen wir erwarten, daß beim Glüheffekt die wahrscheinlichste innere Voltgeschwindigkeit  $V_{in}$  der befreiten Elektronen gleich wird der halben wahrscheinlichsten gaskinetischen Energie, falls die ganze vom emittierenden Atom beim Stoß gewonnene Energie vom austretenden Elektron übernommen wird. (Vgl. P. Lenard, Ann. d. Phys. 40. S. 393 u. f. 1913; 41. S. 77 u. f. 1913.) Da aber, wie wir gezeigt haben (Abschnitt 8), beim Glüheffekt  $V_{wa} = 2 V_{in}$  ist, so stellt also  $V_{wa}$  die rein gaskinetische wahrscheinlichste Austrittsgeschwindigkeit dar, wie dies die Beobachtung anzeigt.

Diese Verhältnisse erfahren offenbar eine durchgreifende Veränderung, sobald mit wachsender Geschwindigkeit der erregenden Korpuskeln der Stoßvorgang in eine Durchdringung übergeht, wie sie bei den  $\alpha$ -Strahlen nicht sehr kleiner Geschwindigkeit vorliegt. Welches in diesem Falle die Bestimmungstücke für den Wert von  $V_{wa}$  sind, entzieht sich gegenwärtig noch unserer Kenntnis.

Metalle Aluminium, Gold und Platin sehr nahe gleich wirksam, während die Ausbeute bei Silber merklich geringer und bei Zinn sehr deutlich stärker war, wobei aber noch unentschieden bleiben muß, wie weit hier etwa die besondere physikalische Materialbeschaffenheit mitwirkte.

c) Es ist schließlich noch auf die Frage nach der Temperaturabhängigkeit der  $\delta$ -Strahlemission einzugehen. Es ist zuerst bei der lichtelektrischen Wirkung das auffallende und nicht leicht verständlich gewordene Resultat gefunden worden, daß weder die Menge noch die Austrittsgeschwindigkeiten der Elektronen sich innerhalb des benutzten Variationsbereichs von der Temperatur des belichteten Metalls abhängig erwiesen.<sup>1)</sup> Das gleiche negative Resultat gilt für die Erregung eines Metalls durch  $\alpha$ -Strahlen. Es wurde schon von Hrn. Campbell<sup>2)</sup> angegeben, und ich habe es durch sorgfältige experimentelle Prüfung im Temperaturintervall von  $+300$  bis  $-190^\circ$  C. bestätigen können. Diese Tatsache zeigt an, daß die verschiedenen Prozesse der Erregung nicht übereinander sondern nebeneinander gelagert sind, daß es also nicht (oder zum mindesten weit überwiegend nicht) die gleichen Elektronen sind, die thermisch und durch die gleichzeitig angewandte andere Erregungsart im Metallinneren in Freiheit gesetzt werden. Beachten wir, daß ein Elektron im Atomverband nur dann die dem Atom von außen übertragene Energie wird aufnehmen können, wenn es dadurch auf eine stabile höherquantige Bahn gehoben oder ganz aus dem Atom entfernt werden kann, so wird bei nicht extremen Temperaturen jedenfalls immer nur ein kleiner Bruchteil der vorhandenen Atome nach unserer Auffassung gleichzeitig thermisch erregt und der übrige größere Teil der Atome einer fremden Erregung unbeeinflusst zugänglich sein. Bei sehr extremen Temperaturen sind aber vielleicht besondere Verhältnisse zu erwarten. Einer vollen Beherrschung der im Metallinneren sich abspielenden Energietransformationen wird man näher kommen, wenn es

1) A. Lienhop, Ann. d. Phys. 21. S. 281. 1906; weitere hierhergehörige Literatur vgl. bei W. Hallwachs, Die Lichtelektrizität. Handbuch der Radiologie 1916.

2) N. Campbell, Phil. Mag. 24. S. 527. 1912.

gelingt, auch bei Erregung durch Korpuskularstrahlen die Absolutwerte der Elektronengeschwindigkeiten allgemein in ihrer Abhängigkeit von Form und Größe der erregenden Energie anzugeben und damit auch zu entscheiden, welches Atom-elektron der Abtrennung unterliegt.

Heidelberg, Radiolog. Inst. u. Theoret.-Physik. Apparat.

(Eingegangen 19. Oktober 1924.)

**2. Dielektrizitätskonstante und chemische  
Konstitution bei organischen Flüssigkeiten;  
von E. H. L. Meyer.**

(Auszug aus der Freiburger Dissertation.)

Auf Grund der Clausius-Mosottischen Gleichung

$$(1) \quad \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{1}{d} = \text{const.}$$

und der Debyeschen Gleichung

$$(2) \quad \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{T}{d} = a + b T$$

kann man versuchen, aus der Temperaturabhängigkeit der D. C. zu entscheiden, ob in einer organischen Flüssigkeit fertige Dipole vorhanden sind oder nicht. Die Ratzsche<sup>1)</sup> Beobachtung, daß „die Temperaturabhängigkeit der Clausius-Mosottischen Gleichung eine ausgesprochene Funktion der Temperatur und im allgemeinen um so mehr von der Temperatur abhängig ist, je größer die D. C. des Körpers ist“, im Zusammenhang mit der Waldenschen<sup>2)</sup> Theorie über die Größe der Absolutwerte der D. C. legt es nahe, überall da fertige Dipole in den organischen Flüssigkeiten zu vermuten, wo wir im Sinne Waldens dielektrophore und dielektrogene Gruppen im einzelnen Molekül vorfinden. Blüh<sup>3)</sup> hat sich diese Annahme zu eigen gemacht. Unter Hinweis darauf, daß die Waldensche Auffassung mit den Forderungen der Dipoltheorie voll übereinstimme, wendet er sie auf die Theorie der Zwitterionen an.

In einer vorläufigen Mitteilung<sup>4)</sup> ist bereits darauf hingewiesen, daß die Waldensche Theorie nicht genügt, den dipolaren Charakter aller organischen Flüssigkeiten zu erklären.

1) F. Ratz, Zeitschr. f. phys. Chem. 19. S. 94. 1896.

2) P. Walden, Zeitschr. f. phys. Chem. 70. S. 569. 1910.

3) O. Blüh, Zeitschr. f. phys. Chem. 106. S. 341. 1923.

4) E. H. L. Meyer Zeitschr. f. Phys. 24. S. 148. 1924.

Bei Chloral und Trichloressigsäure, die beide nur aus dielektrischen Gruppen bestehen, haben wir es zweifellos mit Dipolflüssigkeiten zu tun. Wir glauben, die hier bestehenden Gesetzmäßigkeiten in anderer Weise ausdrücken zu können. Wir bezeichnen als polare C-Atome:

1. Solche C-Atome, bei denen von den vier Valenzen mindestens zwei mit zwei verschiedenen Atomen außer Kohlenstoff abgesättigt sind.

2. Solche C-Atome, bei denen ein ein- oder mehrwertiger elektronegativer Substituent (z. B. OH; NO<sub>2</sub>; SO<sub>3</sub>H; SO<sub>3</sub>; N; Carbonylsauerstoff; Halogen) an ein C-Atom gebunden ist, dessen übrige Valenzen sich nur an Kohlenstoff betätigen. Es gilt dann der Satz:

*Alle organischen Flüssigkeiten mit derartigen polaren C-Atomen sind Dipolflüssigkeiten. Flüssigkeiten mit einem polaren C-Atom zeigen einen verhältnismäßig großen Absolutwert der D. C. und eine starke Abhängigkeit desselben von der Temperatur.*

In der vorläufigen Mitteilung<sup>1)</sup> wurde dieser Satz nur durch einige Beispiele erläutert. Unter Zugrundelegung der Landolt-Börnsteinschen Tabellen wurde er aber an dem gesamten verfügbaren Beobachtungsmaterial durchgeprüft. Der Satz fand sich in jedem einzelnen Fall bestätigt: Bei den Kohlenwasserstoffen, die keine polaren Kohlenstoffatome besitzen, schwanken die  $\epsilon$ -Werte etwa zwischen 1,5 und 2,5. Der Einfluß der doppelten Bindung auf die ungesättigten Kohlenwasserstoffe scheint in einer Erhöhung des Absolutwertes und vielleicht auch in einer stärkeren Abweichung von der Clausius-Mosottischen Gleichung zu bestehen. Erst weitere Beobachtungen erlauben, diese Ansicht zu festen Sätzen zu verdichten.

*Die Halogenderivate der Kohlenwasserstoffe:* Auf das dielektrische Verhalten von Tetrachlorkohlenstoff im Gegensatz zu Chloroform, Äthylbromid und Brombenzol ist bereits in der vorläufigen Mitteilung hingewiesen. Tetrachloräthylen zeigt im Gegensatz zu Allylbromid und Allylchlorid das gleiche dielektrische, Kohlenwasserstoff ähnliche Verhalten, wie wir es

1) E. H. L. Meyer, a. a. O.

bei Tetrachlorkohlenstoff schon sahen. In beiden Fällen sind keine polaren C-Atome im Molekül vorhanden.

*Alkohole:* Bei diesen Flüssigkeiten ist es besonders auffallend, daß die unter 1. definierten polaren Kohlenstoffatome einen weitaus größeren Effekt sowohl in bezug auf die Größe der Absolutwerte, als auch hinsichtlich der Temperaturabhängigkeit der D. C. bedingen als die unter 2. definierten.

*Ester der Alkohole* sind in reichem Maße untersucht. Daß Tetranitromethan als Flüssigkeit ohne polare Kohlenstoffatome sich dielektrisch wie die Kohlenwasserstoffe verhält, im Gegensatz zu Nitromethan, Nitroäthan und Nitrobenzol, ist bereits in der vorläufigen Mitteilung gezeigt.

*Aldehyde und Ketone* sind ausgeprägte Dipolflüssigkeiten.

*Von den organischen Säuren* sind nur die aliphatischen untersucht. Es ergibt sich dabei die bemerkenswerte Tatsache, daß die höheren Glieder der gesättigten Fettsäurereihe sich auch in ihrem dielektrischen Verhalten auffallend dem der Kohlenwasserstoffe nähern, wie dies in analoger Weise von ihrem chemischen Verhalten hinreichend bekannt ist. Leider fehlen Messungen über die Temperaturabhängigkeit der D. C. dieser Stoffe bisher vollständig.

In dem den elektrischen Wellen benachbarten Gebiet der ultraroten Strahlen sind übrigens Ameisensäure und Essigsäure in ihren Absorptionsstreifen deutlich von den übrigen Säuren dieser Reihe unterschieden. Wir finden also auch in optischer Beziehung die gleiche Parallelität, die wir hinsichtlich der chemischen und dielektrischen Eigenschaften feststellen mußten.

*Säurehalogenide, Säureamide und Thiosäuren* sind nur in geringem Umfange untersucht, gehorchen aber, soweit Beobachtungen vorliegen, ganz dem obigen Gesetze.

Die quantitative Erfassung des Problems scheitert zunächst noch an der Schwierigkeit, daß wir übereinstimmende Zustände für einen Vergleich des dielektrischen Verhaltens verschiedener Flüssigkeiten nicht kennen. Bei allen Dipolflüssigkeiten findet bei Übergang vom festen in den flüssigen Aggregatzustand in einem ganz geringen Temperaturintervall ein sehr starkes und rasches Anwachsen der  $\epsilon$ -Werte statt.

Stoffe mit 1 pol. C-Atom<sup>1)</sup>:

Stoffe	E fest	E flüssig
Methylalkohol $\text{CH}_3\text{OH}$ . . . . .	3,07	64,2
Äthylalkohol $\text{H}_5\text{C CH}_2\text{OH}$ . . . . .	2,7	54,9
Isobutylalkohol $(\text{H}_3\text{C})_2\text{COH}$ . . . . .	2,7	32,1
Acetamid $\text{H}_3\text{C}-\text{C} \begin{smallmatrix} \text{O} \\ \parallel \\ \text{NH}_2 \end{smallmatrix}$ . . . . .	4,0	59,1
Nitrobenzol $\text{C}_6\text{H}_5\text{NO}_2$ . . . . .	9,9	38,5
Benzophenon $\text{C}_6\text{H}_5-\text{C} \begin{smallmatrix} \text{O} \\ \parallel \\ \text{C}_6\text{H}_5 \end{smallmatrix}$ . . . . .	3,1	11,2

Stoffe mit mehreren polaren C-Atomen:<sup>2)</sup>

p-Dibrombenzol . . . . .	2,7	4,57	Sulfonal . . . . .	2,6	4,9
m-Dinitrobenzol . . . . .	2,85	20,6	Acetanilid . . . . .	2,75	19,5
s. Trinitrobenzol . . . . .	2,2	7,21	Formanilid . . . . .	3,05	20,5
Norm. m-Nitrobenz- aldoxim . . . . .	2,5	48,1	Pinakon . . . . .	2,6	29,3
Iso-m-Nitrobenzald- oxim . . . . .	2,7	59,3	Sulfobenzid . . . . .	2,9	20,0

Daß dieser Sprung nur für Dipolfüssigkeiten charakteristisch ist, geht aus einer Arbeit Isnardis<sup>3)</sup> hervor, wo nur bei Äther und Chloroform, aber nicht bei Toluol, Tetrachlorkohlenstoff, Benzol, m-Xylol und Schwefelkohlenstoff eine starke Zunahme der Werte bei der Schmelztemperatur eintritt.

Wenn beim Übergang von der flüssigen zur gasförmigen Phase ein analoger Sprung stattfände, wie wir ihn oben beim Übergang vom festen Körper zur Flüssigkeit erkannten, dann könnte man vielleicht von gleichen Existenzbedingungen der verschiedenen Dipole reden und unter diesem Gesichtspunkt eventuell einen Vergleich anstellen. Ihn heute schon durchzuführen, ist mangels der Kenntnis wenigstens annähernd bekannter Grenzen unmöglich.

Wo in einem Molekül zwei und mehr polare Kohlenstoffatome vorhanden sind, muß eine gegenseitige Beeinflussung

1) Die Werte sind Arbeiten von R. Abegg u. W. Seitz, Zeitschr. f. phys. Chem. 29. S. 242. 1899 u. Arbeiten von P. Walden, Zeitschr. f. phys. Chem. 46. S. 103. 1903 und 70. S. 569. 1910 entnommen.

2) F. Augustin, „Über die D. C. und ihre Beziehungen zu Dissoziation nichtleitender organischer Körper.“ Dissert. Leipzig 1898.

3) T. Isnardi, Zeitschr. f. Phys. 9. S. 153. 1922.



der einzelnen polaren C-Atome stattfinden, so daß hier Absolutwert und Temperaturabhängigkeit der D. C. einen Mittelwert mehrerer Einzelwirkungen darstellen. Zur Prüfung der Debye'schen Dipoltheorie wäre in diesem Fall geeigneter, die Abhängigkeit der D. C. von der Feldstärke zu untersuchen. Es ist zu erwarten, daß sich bei derartigen Untersuchungen Flüssigkeiten, in deren chemischer Konstitution sich nur *ein* polares Kohlenstoffatom befindet, anders verhalten werden als solche, wo *mehrere* polare Kohlenstoffatome vorhanden sind. Es ist wahrscheinlich, daß in letzterem Fall das Dipolmoment von der äußeren Feldstärke mehr abhängt. Die Wirkung im einzelnen kann je nach der gegenseitigen Lage der polaren C-Atome und der Stärke des äußeren Feldes eine Vergrößerung oder eine Verkleinerung des Dipolmoments sein. Beobachtungen dieser Art sind bisher nicht angestellt.

Eine Anwendung der Dipoltheorie stellt die Arbeit Blühs<sup>1)</sup> dar, in der er aus der Existenz fertiger Dipole auf die Existenz von Zwitterionen schließt. Blüh geht dabei von der Anschauung aus, „daß, wenn die Zwitterionen existieren, wir in ihnen Komplexe besitzen, welche gleichzeitig positiv und negativ geladen sind. Nach außen hin erscheinen sie neutral und beteiligen sich an der Ionenleitung nicht. Wohl aber werden sie im elektrischen Feld wegen ihres elektrischen Moments eine Drehung erfahren.“ Blüh schließt daraus, daß er die Existenz dieser Zwitterionen dadurch nachweisen kann, daß er sie als Dipole von großem elektrischen Moment auffaßt und von ihnen erwartet, daß sie in einer Lösung die D. C. des Lösungsmittels erhöhen. Die Blühschen Untersuchungen sind darum nicht eindeutig, weil auch die entstandenen Zwitterionen polare Kohlenstoffatome besitzen. Es kann also nicht entschieden werden, ob die Dipolmomente wirklich auf die Existenz von Zwitterionen zurückgeführt werden müssen, oder ob wir nicht einfach darum Dipolwirkungen beobachten, weil in den Ionen polare Kohlenstoffatome vorhanden sind.

Um die Debye'sche Formel auf ihre exakte Gültigkeit zu prüfen, fehlte es bisher an hinreichend genauen Beobachtungen, da solche bisher ausschließlich mittels gedämpfter elektrischer

1) O. Blüh, a. a. O.

Schwingungen angestellt wurden. Wir haben es daher unternommen, unter Verwendung einer Elektronenröhre ungedämpfte sinusförmige Schwingungen zu erzeugen und dann vermittle der Resonanzmethode gekoppelter Schwingungskreise die D.C. von organischen Flüssigkeiten zu bestimmen. Das Prinzip der Apparatur, sowie Einzelheiten der Schaltung sind aus dem beifolgenden Schaltschema (Fig. 1) ohne weiteres ersichtlich. Der

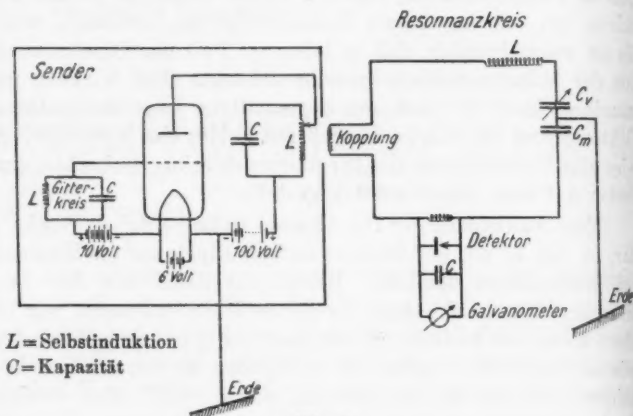


Fig. 1.

Sender war nach der Huth-Kühnschen Schaltung<sup>1)</sup> gebaut. Jede einzelne Messung zerfiel in zwei Teile: 1. die Absolutmessung, 2. die Relativmessung. Um beide Messungen mit der gleichen Apparatur vornehmen zu können, war der Resonanzkreis so eingerichtet, daß der variable Drehkondensator  $C_v$  und der Meßkondensator  $C_m$  sowohl parallel, als auch hintereinander geschaltet werden konnten. Die Absolutmessung erfolgte dann in der Weise, daß bei parallel geschalteten Kondensatoren zunächst ohne, dann mit leerem und endlich mit vollem Meßkondensator jeweils auf Resonanz eingestellt wurde. Nach dieser Substitutionsmethode ergaben sich die Kapazitäten des leeren und gefüllten Meßkondensators und aus ihrem Verhältnis die Werte für  $\epsilon$ . Für die Relativmessung waren die

1) L. Kühn, Jahrb. f. drahtl. Tel. u. Tel. 14. S. 395. 1919.

beiden Kondensatoren hintereinander geschaltet, und es mußte dann jeweils der Drehkondensator solange variiert werden, daß

$$\frac{1}{C_v} + \frac{1}{C_m} = \frac{1}{C}$$

war. Dies  $C$  wurde besonders bestimmt, indem man nur den Drehkondensator  $C_v$  in den Resonanzkreis einschaltete.

Auf folgende Fehlerquellen sei hier besonders aufmerksam gemacht:

1. *Inhomogenität innerhalb des Meßkondensators in bezug auf die Temperatur.* Der Meßkondensator wurde zu diesem Zweck in ein Dewarsches Gefäß eingebaut. Als Wärmebad wurde zwischen  $-80^{\circ}\text{C}$  und  $+20^{\circ}\text{C}$  eine Kohlensäure-Äthermischung verwandt, oberhalb  $20^{\circ}$  bis annähernd  $+100^{\circ}$  Wasser. Die Erwärmung des ganzen Systems vermittels eines elektrischen Ofens, der gleichzeitig das Kühlbad durchrührte, mußte so langsam erfolgen, daß auch innerhalb des eigentlichen Kondensators an der Berührungsstelle zweier Substanzen (besonders Metall-Flüssigkeit) keine Temperatursprünge entstanden. Um ferner eine ungleichmäßige Erwärmung der Flüssigkeit zu verhüten, was zu einem geschichteten Dielektricum geführt hätte, wurde in diese ein motorisch betriebener Turbinenrührer eingebaut, der nur während der Zeit der Messung abgestellt wurde.

2. *Spuren von Wasser* (D. C. ca. 80) vermögen das Resultat stark zu fälschen. Daher wurde auf sorgfältigstes Trocknen der verwandten Substanzen ganz besonderer Wert gelegt. Sämtliche Flüssigkeiten wurden unmittelbar vor Verwendung nochmals unter Luftabschluß destilliert, nachdem sie schon vorher durch mehrfaches Ausfrieren und Destillieren gereinigt und mit den schärfsten Trockenmitteln mindestens eine Woche getrocknet waren.

3. Während der Messung wurde selbst geringfügigste Verschiebung oder Bewegung einzelner Apparateile peinlich vermieden, um an deren gegenseitiger induktiver und kapazitiver Beeinflussung nichts zu ändern.

4. Die Wellenlänge des Senders mußte während der ganzen Versuche absolut konstant sein. Die Huth-Kühnsche Schaltung hat sich dabei sehr gut bewährt.

Die Genauigkeit der Messungen beträgt für die Absolutmessungen  $5^0_{00}$ , für die Relativmessungen  $1^0_{00}$ . Sämtliche Kapazitäten konnten auf 0,8 cm genau bestimmt werden. Nur bei Nitrobenzol beträgt des hohen Absolutwertes der D. C. wegen die Genauigkeit der Absolutmessung  $1^0_0$ , die der Relativmessung  $5^0_{00}$ .

Die so erhaltenen Resultate sind in den nachstehenden Tabellen und Figuren niedergelegt. Die letzteren zeigen

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{1}{d} \cdot 10^3 \quad \text{und} \quad \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{T}{d}$$

in Abhängigkeit von der Temperatur. Die ausgezogenen Linien stellen den wahren Verlauf der Funktion dar, die gestrichelten den nach den Formeln (1) und (2) zu erwartenden.

Boguslawski<sup>1)</sup> hat bereits darauf hingewiesen, daß die Debyesche Gleichung nur dann Gültigkeit hat, wenn

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{1}{d}$$

bei steigender Temperatur abnimmt. Er selber stellt für die Temperaturabhängigkeit der D. C. die folgende Formel auf, die nun auch für alle organischen Flüssigkeiten allgemein Geltung haben soll:

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{d_0}{d_t} = A - BT,$$

wobei  $B \geq 0$  sein kann.

Aus unseren Tabellen und den beigefügten Kurven ergibt sich, daß sowohl die Debyesche, als auch die Boguslawskische Formel systematische Abweichungen von der erwarteten Geraden zeigen. Dies wurde sowohl graphisch, als auch rechnerisch geprüft. In den Spalten 7 und 10 der Tabellen sind jeweils aus 2 Beobachtungen die Debyeschen bzw. Boguslawskischen Konstanten  $a$ ,  $b$  und  $A$ ,  $B$  berechnet. Unter Voraussetzung der Linearität wurden dann die  $\varepsilon$ -Werte für die übrigen Temperaturen ermittelt. Die nächstfolgende Spalte  $\Delta$  gibt die Differenz der beobachteten und berechneten  $\varepsilon$ -Werte. Ein Versuch, diese Abweichung dadurch einzugrenzen, daß man in dem Ausdruck  $\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}$  an Stelle 2 die Wienersche Formzahl  $u$  einführt, brachte keinen Gewinn.

1) S. Boguslawski, Phys. Zeitschr. 15. S. 283. 1914.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$t$	$T$	$\epsilon$	$\frac{1}{d} = v^1$	$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{1}{d}$	$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{T}{d}$	$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{T}{d}$ ber.	$\Delta$	$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{d_0}{d}$	$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{d_0}{d}$ ber.	$\Delta$ beob. ber.
-77,7	195,3	1,839	1,9275	0,2908	56,80	$a = -3,54$ $b = 0,3090$		0,1969	$A = 0,1884$ $B = -0,0,484$	—
-68,4	209,6	1,823	1,9378	0,2923	61,27			0,1979	0,1975	+0,0004
-48,2	224,8	1,807	1,9877	0,2942	66,13			0,1991	0,1982	+0,0009
-38,5	239,5	1,788	1,4153	0,2944	70,50			0,1993	0,1988	+0,0005
-20,0	253,0	1,776	1,4402	0,2960	74,88			0,2004	0,1994	+0,0010
-8,0	265,0	1,765	1,4623	0,2971	78,72			0,2011	0,1999	+0,0012
+3,7	276,7	1,749	1,4844	0,2966	82,08			0,2008	0,2008	+0,0000
+12,0	285,0	1,739	1,5005	0,2966	84,52	$a = -3,54$ $b = 0,3090$		0,2008	$A = 0,1884$ $B = 0,0,484$	—

1) Landolt-Börnstein-Tabellen; S. 276. 1923.  $d_0 = 0,6769$ . Ausdehnungskoeffizient: Zander, Zeitschr. f. phys. Chem. 7. S. 376. 1891.

## Benzol.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$t$	$T$	$\epsilon$	$\frac{1}{d} = v^1$	$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{1}{d}$	$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{T}{d}$	$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{T}{d}$ ber.	$\Delta$	$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{d_0}{d}$	$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{d_0}{d}$ ber.	$\Delta$ beob. ber.
+9,0	282	2,260	1,1235	0,3324	93,72	$a = -10,63$ $b = 0,3701$		0,2991	$A = 0,2692$ $B = 0,0,1059$	-0,0005
21,8	294,8	2,239	1,140	0,3342	98,22			0,2999	0,3004	-0,0005
30,5	303,5	2,226	1,1518	0,3342	101,44			0,3008	0,3013	-0,0004
41,0	314,0	2,211	1,1673	0,3357	105,40			0,3021	0,3025	-0,0004
51,5	324,5	2,195	1,1838	0,3373	109,45	$a = -10,63$ $b = 0,3701$		0,3036	$A = 0,2692$ $B = 0,0,1059$	-0,0005

1)  $d_0 = 0,9006$ ,  $d_{40} = 0,8790$ ,  $d_{60} = 0,8576$ . Landolt-Börnstein-Tabellen S. 278, 1923. Ausdehnungskoeffizient Landolt-Börnstein 1923, S. 284.

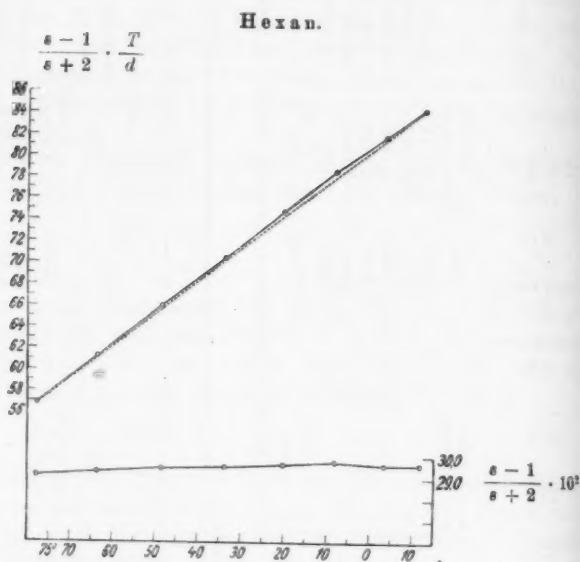


Fig. 2.

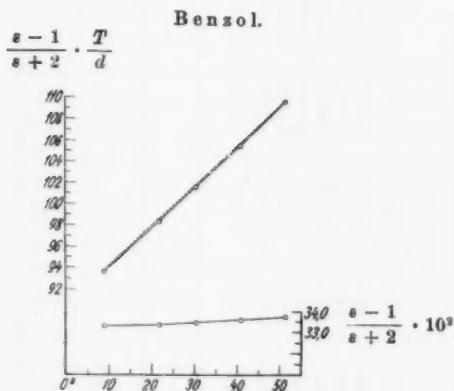


Fig. 3.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$t$	$T$	$\epsilon$	$\frac{1}{d} = v^1$	$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{1}{d}$	$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{T}{d}$	$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{T}{d}$ ber.	$\Delta$ beob. ber.	$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{d_0}{d}$	$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{d_0}{d}$ ber.	$\Delta$ beob. ber.
-77,9	193,1	2,557	1,0523	0,3595	70,15	$a = 8,02$ $b = 0,3184$	—	0,3180	$A = 0,3431$ $B = 0,0,1285$	—
-50,0	223,0	2,473	1,0815	0,3562	79,42	79,02	+0,40	0,3150	0,3145	+0,0005
-32,8	240,2	2,428	1,0960	0,3534	84,90	84,50	+0,40	0,3120	0,3122	-0,0002
-15,7	257,3	2,382	1,1128	0,3909	90,28	89,94	+0,34	0,3104	0,3100	+0,0004
+1,0	274,0	2,340	1,1315	0,3492	95,74	95,28	+0,46	0,3090	0,3079	+0,0011
+8,5	281,5	2,311	1,1408	0,3469	97,66	$a = 8,02$ $b = 0,3184$	—	0,3089	$A = 0,3431$ $B = 0,0,1285$	—
+34,0	307,0	2,281	1,1733	0,3511	107,77	105,77	+2,0	0,3105	0,3037	+0,0068

1) Dichte: Isnardi, Zeitschr. f. Phys. 9. S. 158. 1922. Ausdehnungskoeffizient: Landolt-Börnstein 1923. S. 1235.

## Äthyläther.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$t$	$T$	$\epsilon$	$\frac{1}{d} = v^1$	$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{1}{d}$	$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{T}{d}$	$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{T}{d}$ ber.	$\Delta$ beob. ber.	$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{d_0}{d}$	$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{d_0}{d}$ ber.	$\Delta$ Sp. 9-10
-78,5	194,5	6,6976	1,2210	0,7998	155,57	$a = 39,00$ $b = 0,5994$	—	0,5889	$A = 0,6877$ $B = 0,0,5078$	—
-66,5	206,5	6,1964	1,2377	0,7847	162,07	162,80	-0,73	0,5777	0,5828	-0,0051
-55,1	217,9	5,8253	1,2590	0,7747	168,80	169,63	-0,83	0,5703	0,5770	-0,0067
-40,3	232,7	5,4423	1,2827	0,7656	178,15	178,47	-0,32	0,5636	0,5695	-0,0059
-25,8	247,7	5,1055	1,3077	0,7555	186,75	187,20	-0,45	0,5561	0,5621	-0,0060
-14,0	259,0	4,8390	1,3307	0,7488	193,95	194,24	-0,29	0,5513	0,5562	-0,0049
+0,5	273,5	4,5829	1,3593	0,7408	202,60	202,95	-0,35	0,5454	0,5488	-0,0034
+16,6	289,6	4,3446	1,3930	0,7343	212,60	$a = 39,00$ $b = 0,5994$	—	0,5406	$A = 0,6877$ $B = 0,0,5078$	—

1)  $d_0 = 0,7362$ . Landolt-Börnstein 1923. S. 271. Ausdehnungskoeff.: Landolt-Börnstein 1923. S. 1227 u. 1235.

Sutherland<sup>1)</sup> hat den Begriff des fertigen Dipols unseren neueren Anschauungen über den Bau der Atome und Moleküle dadurch angepaßt, daß er je einen Schwerpunkt für die elektropositiven und die elektronegativen Teile eines Moleküls einführt. Danach hätte jedes Molekül nur dann kein Dipolmoment,

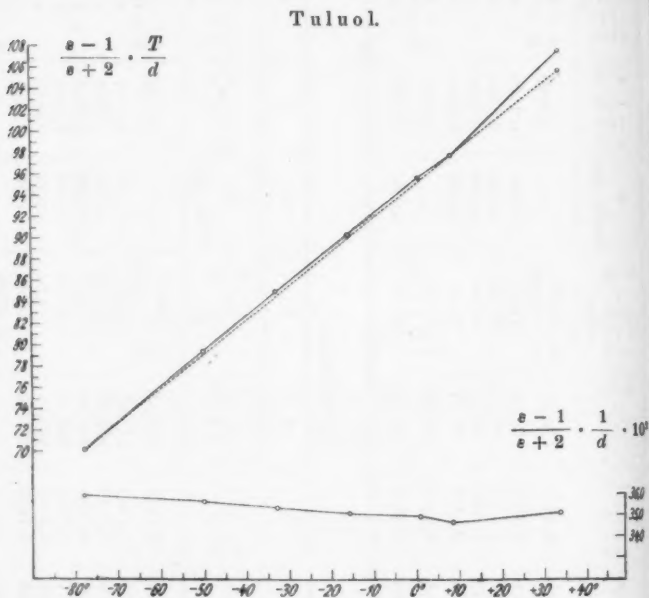


Fig. 4.

wenn diese beiden Schwerpunkte zusammenfallen. Nach den bisherigen Anschauungen müßten wir dies z. B. bei den Kohlenwasserstoffen erwarten. Unsere Beobachtungen ergeben aber, daß auch diese ein Dipolmoment haben müssen. Ob dieser wenn auch nur geringe Dipolcharakter selbst der Kohlenwasserstoffe nur eine Folge des äußeren elektrischen Feldes ist, kann aus dem Beobachtungsmaterial nicht geschlossen werden.

1) W. Sutherland, Phil. Mag. 39. S. 1.



Debye<sup>1)</sup> hat in einer Arbeit über die van der Waals-  
schen Kohäsionskräfte die Anschauung entwickelt, daß diese

Äthyläther.

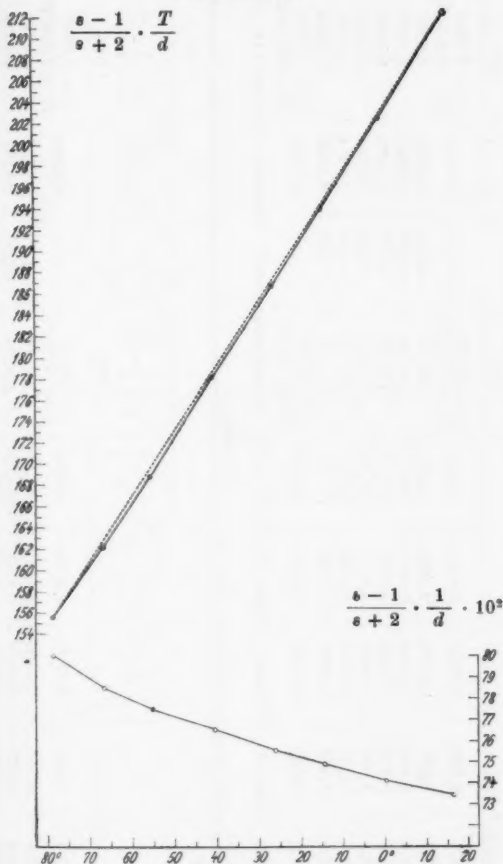


Fig. 5.

Kräfte elektrischer Art sein müßten. Fajans und Joos<sup>2)</sup>

1) P. Debye, Physik. Zeitschr. 21. S. 178. 1920.

2) K. Fajans u. F. Joos, Zeitschr. f. Physik 23. S. 1. 1924.

## Chloroform.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$t$	$T$	$s$	$\frac{1}{d} = v^1$	$\frac{s-1}{s+2} \cdot \frac{1}{d}$	$\frac{s-1}{s+2} \cdot \frac{T}{d}$	$\frac{s-1}{s+2} \cdot \frac{T}{d}$ ber.	$\Delta$ beob. ber.	$\frac{s-1}{s+2} \cdot \frac{d_0}{d}$	$\frac{s-1}{s+2} \cdot \frac{d_0}{d}$ ber.	$\Delta$ Sp. 9-10
-49,3	229,7	6,598	0,6304	0,4097	91,64	$a = 34,14$ $b = 0,2571$	—	0,6232	$A = 0,7887$ $B = 0,0,7402$	—
-35,7	237,3	6,088	0,6359	0,4000	94,92	95,14	-0,22	0,6084	0,6131	-0,0047
-20,4	252,6	5,336	0,6440	0,3910	98,76	99,06	-0,30	0,5947	0,6017	-0,0070
-5,8	267,2	5,264	0,6533	0,3835	102,50	102,88	-0,32	0,5833	0,5909	-0,0036
+6,1	279,1	5,002	0,6620	0,3784	105,60	105,88	-0,28	0,5754	0,5821	-0,0067
+13,2	286,2	4,850	0,6676	0,3752	107,38	107,77	-0,39	0,5704	0,5766	-0,0062
+28,4	301,4	4,566	0,6804	0,3695	111,38	111,61	-0,33	0,5620	0,5656	-0,0036
+41,9	314,9	4,352	0,6925	0,3654	115,08	$a = 34,14$ $b = 0,2571$	—	0,5557	$A = 0,7887$ $B = 0,0,7402$	—

1)  $d_0 = 1,521$ . Isnardi, Zeitschr. f. Phys. 9. S. 158. 1922. Ausdehnungskoeff.: Landolt-Börnstein 1923. S. 1294.

## Chloral.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$t$	$T$	$s$	$\frac{1}{d} = v^1$	$\frac{s-1}{s+2} \cdot \frac{1}{d}$	$\frac{s-1}{s+2} \cdot \frac{T}{d}$	$\frac{s-1}{s+2} \cdot \frac{T}{d}$ ber.	$\Delta$ Sp. 6-7	$\frac{s-1}{s+2} \cdot \frac{d_0}{d}$	$\frac{s-1}{s+2} \cdot \frac{d_0}{d}$ ber.	$\Delta$ Sp. 9-10
-40,1	232,9	7,580	0,6100	0,4189	97,58	$a = 47,76$ $b = 0,2140$	—	0,6334	$A = 0,8482$ $B = 0,0,9226$	—
-23,4	249,6	6,711	0,6306	0,4133	103,15	101,16	+1,99	0,6250	0,6179	+0,0071
-7,2	265,8	6,073	0,6424	0,4035	107,25	104,64	+2,61	0,6101	0,6029	+0,0072
+4,5	277,5	5,320	0,6510	0,3843	106,63	107,13	-0,50	0,5810	0,5921	-0,0109
+14,5	287,5	5,044	0,6578	0,3777	108,65	109,27	-0,62	0,5711	0,5829	-0,0118
+28,4	301,4	4,778	0,6667	0,3715	112,03	112,35	-0,32	0,5620	0,5701	-0,0081
+45,1	318,1	4,473	0,6777	0,3636	115,93	115,81	-0,18	0,5498	0,5547	-0,0049
+59,1	332,1	4,132	0,6860	0,3555	119,45	$a = 47,76$ $b = 0,2140$	—	0,5321	$A = 0,8482$ $B = 0,0,9226$	—

Chloroform.

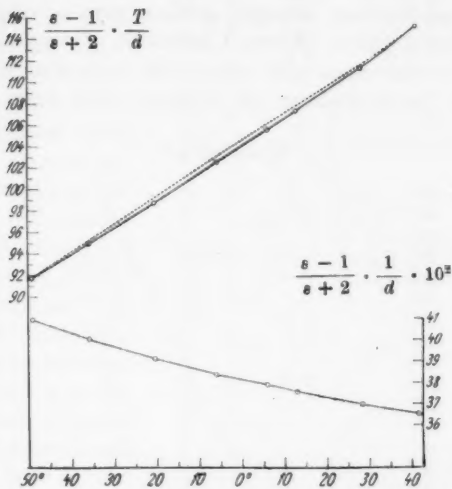


Fig. 6.

Chloral.

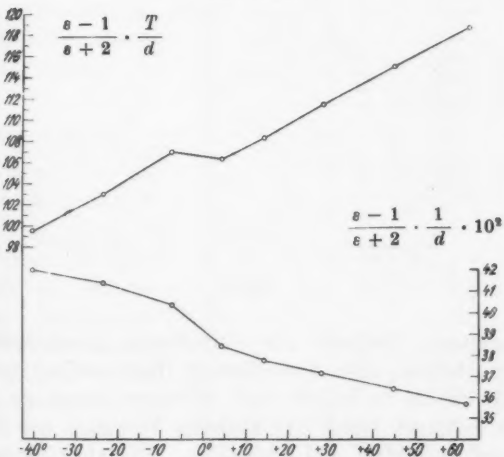


Fig. 7.

haben diese Anschauung auch auf den inneren Bau der Moleküle ausgedehnt und versucht, gewisse physikalische und chemische Eigenschaften (Farbe, Löslichkeit, Flüssigkeit) anorganischer Verbindungen alle unter dem einheitlichen Gesichtspunkt in Zusammenhang zu bringen, „daß beim Entstehen

## Nitrobenzol.

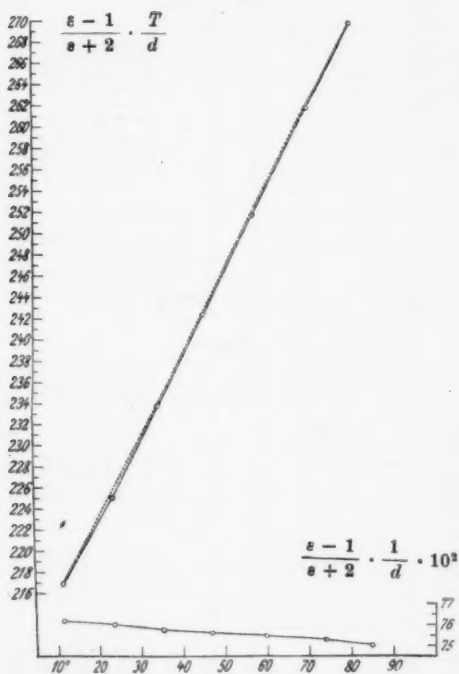


Fig. 8.

komplizierterer Systeme aus einfacheren Bestandteilen die Elektronenhüllen eine Veränderung (Deformation) erfahren“. Die bei weitem wichtigste und sicherste Grundlage der gezogenen Schlüsse bildet das optische Verhalten der Stoffe in bezug auf Refraktion und Absorption. Die Abweichungen von dem bekannten additiven Gesetz der Molekularrefraktion führen

Fajans und Joos auf Deformation der Elektronenhüllen zurück.

Bei der elektrischen Refraktion liegen die Verhältnisse heute wesentlich ungünstiger. Ein quantitatives Gesetz fehlt. Es sei aber darauf hingewiesen, daß gerade bei den aliphatischen gesättigten Fettsäuren eine typische Parallelität zwischen dem dielektrischen und chemischen und optischen Verhalten dieser Stoffe besteht. Dies deutet darauf hin, daß wohl auch die dielektrischen Eigenschaften der Stoffe von den äußeren Elektronenhüllen der Atome bestimmt werden.

#### Zusammenfassung.

1. Bezeichnet man als polare Kohlenstoffatome

a) solche C-Atome, bei denen von den vier Valenzen mindestens zwei mit zwei verschiedenen Atomen außer Kohlenstoff abgesättigt sind;

b) solche C-Atome, bei denen ein ein- oder

Nitrobenzol.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$t$	$T$	$\epsilon$	$\frac{1}{d} = v^1)$	$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{T}{T}$	$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{T}{d}$	$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{T}{d}$	$A$ Sp. 6-7	$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{d_0}{d}$	$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{d_0}{d}$ ber.	$A$ Sp. 9-10
11,6	284,6	34,94	0,8292	0,7618	216,8	$a = 16,5$ $b = 0,7037$	—	0,9168	$A = 0,9717$ $B = 0,0,1929$	—
23,7	296,0	32,59	0,8318	0,7597	224,9	224,8	-0,1	0,9142	0,9146	-0,0004
35,4	308,4	30,38	0,8344	0,7572	233,6	233,6	0,0	0,9112	0,9122	-0,0010
47,2	320,2	28,76	0,8374	0,7557	242,0	241,8	-0,2	0,9093	0,9099	-0,0006
59,8	332,8	27,41	0,8402	0,7546	251,1	250,7	-0,4	0,9064	0,9075	-0,0009
73,9	346,9	25,76	0,8436	0,7525	261,1	260,6	-0,5	0,9056	0,9048	+0,0008
85,2	358,2	24,44	0,8458	0,7500	268,6	$a = 16,5$ $b = 0,7037$	—	0,9026	$A = 0,9717$ $B = 0,0,1929$	—

$1) d_{40} = 1,20823$ . Landolt-Börnstein 1923. S. 373. Ausdehnungskoeff.: Zander, Zeitschr. f. phys. Chem. 7. S. 377. 1891.

mehrwertiger elektronegativer anorganischer Substituent an ein C-Atom gebunden ist, dessen übrige Valenzen sich nur an Kohlenstoff betätigen. So gilt der Satz:

Flüssigkeiten mit *einem* polaren C-Atom zeigen einen verhältnismäßig großen Absolutwert der Dielektrizitätskonstanten und eine starke Abhängigkeit desselben von der Temperatur.

2. Stoffe mit polaren C-Atomen zeigen eine starke Zunahme des Absolutwertes der D.C. bei Übergang vom festen zum flüssigen Aggregatzustand.

3. Wo zwei und mehr polare C-Atome im Molekül vorhanden sind, stellen Absolutwert und Temperaturabhängigkeit der D.C. einen Mittelwert mehrerer Einzelwirkungen dar.

4. Die Vorstellung der polaren Kohlenstoffatome wird auf die Frage nach der Existenz des Zwitterions angewandt und gezeigt, daß die Messungen von Blüh keinen eindeutigen Beweis von deren Vorhandensein liefern können.

5. Die bisherigen Dipoltheorien werden an neuen Messungen mittels reiner Sinusschwingung geprüft.

6. Die Resultate dieser Messungen zeigen systematische Abweichungen von der Debyeschen und Boguslawskischen Geraden.

7. Eine Einführung der Wienerschen Formzahl  $n$  in  $\epsilon - 1/\epsilon + 2$  an Stelle von 2 gibt keine bessere Annäherung.

8. Legt man den Dipolbegriff die Sutherlandschen Anschauungen zugrunde, so zeigen auch die Kohlenwasserstoffe in geringem Maße dipolaren Charakter. Es bleibt unentschieden, ob dieser eventuell auf das äußere elektrische Feld zurückgeführt werden muß.

Die vorliegende Arbeit wurde auf Anregung von Hrn. Geheimrat Prof. Dr. Himstedt ausgeführt. Das rege Interesse, das mein hochverehrter Lehrer dem Fortgang meiner Arbeit widmete, verpflichtet mich zu ganz besonderem Dank, dem ich auch an dieser Stelle Ausdruck geben möchte. Hrn. Privatdozent Dr. Lyon danke ich für wertvollen technischen Rat.

Freiburg i. Br., Physikal. Inst. der Univ., Sept. 1924.

(Eingegangen 24. Oktober 1924.)

### 3. Die Ganssche Theorie des Dia-, Para- und Metamagnetismus; von G. H. Liveness.

Die Verallgemeinerung der Langevinschen Theorie des Magnetismus, die R. Gans vor einiger Zeit in diesen Annalen gegeben hat, stellt ohne Zweifel den besten Versuch dar, eine umfassendere Theorie aufzubauen. Leider scheint aber die von Gans vorgeschlagene Entwicklung der Theorie so fehlerhaft zu sein, daß die wichtigsten Folgerungen, die er aus ihr gezogen hat, fast ganz wertlos sind. Die ganz allgemeine Theorie gibt bei ihm ein bestimmtes Resultat für die Suszeptibilität, wo in Wirklichkeit ein Nullresultat zu erwarten ist. Eine vollständige Erörterung der ganzen Theorie wird den Gegenstand einer besonderen Abhandlung an anderer Stelle bilden; es scheint aber nötig zu sein, die verschiedenen Fehler der Gansschen Arbeit so bald wie möglich auseinanderzusetzen. Meine Bemerkungen beziehen sich hauptsächlich auf die allgemeine Entwicklung der Theorie die im Bande 49 der Ann. der Phys. (S. 149—178) gegeben ist.

I. In der Berechnung der magnetischen Energie geht Gans von der Formel (Gl. 6, S. 123)

$$T = \frac{1}{8\pi} \int h^2 ds = \sum_{i=1}^n \frac{1}{8\pi} \int h_i^2 ds + \sum_{i=1}^n \frac{1}{8\pi} \int h_i (h - h_i) ds$$

aus. Hier ist

$$h = \sum_{i=1}^n h_i$$

die Feldstärke im ganzen Felde. Zunächst führt er die geeigneten Vektorpotentiale ein, und leitet durch partielle Integration die Gleichung

$$T = \sum_{i=1}^n T_i + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n (h'_i m_i)$$

ab, worin  $m_i$  das magnetische Moment des  $i$ -ten Magnetons ist;  $T_i$  die vom  $i$ -ten Magneton selbst erzeugte Energie, definiert durch die Gleichung

$$T_i = \frac{1}{8\pi} \int h_i^2 ds$$

und  $h_i'$  das von den übrigen Magnetonen am Orte des  $i$ -ten erzeugte Magnetfeld.

Dann S. 155 definiert Gans zum erstenmal die „äußere“ Feldstärke  $H$ ; sie ist die Feldstärke  $h_i'$ , wenn so wenige Magnetonen in der Volumeinheit sind, daß die molekularen magnetischen Felder unberücksichtigt bleiben können. In diesem Falle ist

$$H = h_i' = h - h_i,$$

worin  $h = \sum_{i=1}^n h_i$ ; und deshalb ist auch

$$T = \sum_{i=1}^n T_i + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n (H m_i).$$

Aber in seiner nächsten Gleichung (Gl. 12', S. 155) schreibt Gans

$$T = \sum_{i=1}^n T_i + \frac{1}{2} (H \sum_{i=1}^n m_i),$$

welche nur eine Folge der vorgehenden Gleichung ist, wenn  $H$  überall im Felde denselben konstanten Wert hat. Es ist aber ganz und gar unmöglich, diese Bedingung zu realisieren, wenn die Magnetonen selbst die einzige Ursache des Feldes sind.

Später, S. 153, leitet er eine ganz neue Definition der Feldstärke  $H$  ein. Sie ist jetzt erzeugt, nicht von den Magnetonen selbst, aber von einem Massensystem — „etwa einer geladenen, rotierenden, makroskopischen Kugel“. Wie kann eine solche Definition mit der durch die Gleichungen

$$H = h - h_i, \quad h = \sum_{i=1}^n h_i$$

gegebenen gleichzeitig bestehen, selbst wenn man auch die molekularen Felder vernachlässigt? Sogar bei Gans kommt dieses neue und wirklich äußere Feld in seiner ersten Berechnung der ganzen Feldenergie nicht in Betracht. Gleich nach seiner Definition führt er aber die ganze Eigenenergie des neuen Feldes der Energie jedes einzelnen Magnetons zu!



Von der wechselseitigen Energie zwischen den Magnetonen und der geladenen Kugel sagt er überhaupt nichts. Er ist vielleicht immer noch von der in seinem Buche <sup>1)</sup> ausgesprochenen Meinung, daß die wechselseitige Energie zwischen Magneten und Stromkreisen Null ist. Woher stammen dann die wechselseitigen Kräfte?

II. In seiner Arbeit hat Gans nicht sehr eingehend die genaue Bedeutung seines Summenzeichens  $\sum_{i=1}^n$  angegeben. Wenn er es zum erstenmal gebraucht, scheint es eine Summierung über alle Magnetonen im ganzen Felde zu sein, da die Feldstärke durch die Gleichung

$$h = \sum_{i=1}^n h_i$$

definiert ist. Um sein Argument mehr folgerichtig zu machen, müßte man die Summierung so einschränken, daß sie sich nur über die Magnetonen in einem Volumelement erstreckt; und dann muß man von Anfang an die für das Element äußere Feldstärke  $H$  einführen. Diese letzte setzt sich aus zwei Teilen zusammen; ein Teil hat seinen Ursprung in den übrigen Magnetonen außerhalb des Volumelements; der zweite Teil stellt die äußere magnetisierende Feldstärke dar. Beide Teile sind überall in dem kleinen Volumelement annähernd konstant und unbeeinflußt von dem darin induzierten Magnetismus. In diesem Falle ist

$$T = \frac{1}{8\pi} \int H^2 ds + \frac{1}{8\pi} \sum_{i=1}^n \int (H h_i) ds + \frac{1}{8\pi} \int \left( \sum_{i=1}^n h_i \right)^2 ds,$$

und wenn so wenige Magnetonen in der Volumeinheit sind, daß ihre wechselseitige magnetische Energie unberücksichtigt bleiben kann, stellt das letzte Glied die eigentliche Energie

$\left( \sum_{i=1}^n T_i \right)$  der einzelnen Magnetonen dar.

1) „Einführung in die Theorie des Magnetismus“, S. 92. Der hierin gegebene Beweis dieses Satzes geht von einer Annahme aus, die sein Endresultat implizit enthält.

## III. Mit der Formel für die ganze Energie

$$T = \sum_{i=1}^n T_i + \frac{1}{2} \left( H, \sum_{i=1}^n m_i \right)$$

leitet Gans eine korrespondierende Formel (Gl. 19', S. 155) für die Energievariationen ab

$$\delta T = \sum_{i=1}^n \delta T_i + \left( H, \sum_{i=1}^n \delta m_i \right).$$

In dieser Ableitung nimmt er die Formel

$$\left( H, \sum_{i=1}^n \delta m_i \right) = \left( \delta H, \sum_{i=1}^n m_i \right)$$

an, um den in seiner ersten Formel eintretenden Faktor  $1/2$  wegzuschaffen. In den späteren Entwicklungen sind aber alle Variationen der äußeren Feldstärke ausgeschlossen, so daß der unpassende Faktor noch immer da sein mußte.

Wenn man nun die modifizierte Gleichung im obigen Abschnitt (II) braucht, kommt man zu der richtigen Gleichung beim Festhalten der äußeren Feldstärke; dann ist aber die Gleichung der Energievariationen ganz unnötig.

IV. Zur Berechnung der Verteilungsfunktion, welche die Orientierung der Magnetonen bestimmt, führt Gans in der Energie  $T$  „die Eulerschen Winkel  $\varepsilon$ ,  $\psi$ ,  $\varphi$  ein, wenn  $\varepsilon$  die Neigung der Figurenachse gegen die im Raume feste Richtung die zugleich die Richtung des Feldes  $H$  sein soll,  $\psi$  die sogenannte Länge der Knotenlinie,  $\varphi$  den Azimutwinkel des ‚Kreisels‘ bedeutet“. „ $T$  setzt sich dann für jedes Magneton aus zwei Termen additiv zusammen, von denen der erste  $T_i$  die Eigenenergie, die zweite  $T_{0i} = \frac{1}{2} (H m_i)$  die wechselseitige Energie zwischen Magneton und äußerem Magnetfelde bedeutet.“

Für das erste Magneton nimmt Gans die Gleichung (Gl. 25, S. 156)

$$2(T_1 + T_{01}) = A(\varepsilon^2 + \psi^2 \sin^2 \varepsilon) + C(\dot{\varphi} + \dot{\psi} \cos \varepsilon)^2 \\ + b H [A \dot{\psi} \sin^2 \varepsilon + C(\dot{\varphi} + \dot{\psi} \cos \varepsilon) \cos \varepsilon]$$

an. Dazu führt er dann auch die ganze Eigenenergie des äußeren Feldes ein, die durch die Gleichung

$$2T_0 = \alpha H^2$$

definiert ist, als ob die anderen Magnetonen nichts mit dem äußeren Felde zu tun hätten.

Zunächst (S. 157) leitet er die in der statistischen Mechanik gebrauchten Impulse in der folgenden Form

$$E = A \dot{\epsilon},$$

$$\Psi = A \dot{\psi} \sin^2 \epsilon + C(\dot{\phi} + \dot{\psi} \cos \epsilon) \cos \epsilon + b H (A \sin^2 \epsilon + C \cos^2 \epsilon),$$

$$\Phi = C(\dot{\phi} + \dot{\psi} \cos \epsilon) + b H C \cos \epsilon,$$

$$H = \alpha H + b [A \sin^2 \epsilon \dot{\psi} + C(\dot{\phi} + \dot{\psi} \cos \epsilon) \cos \epsilon]$$

ab. Hier ist noch ein unpassender Faktor aus einem unerwähnten Grunde fortgelassen. Jedes Glied, das den in  $T$  eintretenden Produktgliedern entspringt, sollte nämlich den Faktor  $1/2$  haben. Dieser Fehler ist in den weiteren Entwicklungen wichtig, da der Faktor  $1/2$  bis zuletzt in allen Produktgliedern bleibt, so daß die Endformel nicht mehr in Einklang mit dem Resultat der Langevinschen Theorie steht, wenn man diese als einen speziellen Fall der allgemeinen Theorie annimmt. Wenn man die für  $T$  korrekte Formel braucht, kommt man zu einem passenderen Ausdruck für die Verteilungsfunktion. Aber ehe die Betrachtung zu Ende ist, stößt man gegen eine viel wichtigere Schwierigkeit.

V. Nachdem er den letzten Impulsausdruck in der Form

$$H = \alpha H + b [A \sin^2 \epsilon \dot{\psi} + C(\dot{\phi} + \dot{\psi} \cos \epsilon) \cos \epsilon]$$

berechnet hat, vernachlässigt Gans die letzten Glieder, da das äußere Feld konstant sein muß. Diese Glieder sind aber von derselben Größenordnung wie alle anderen, die noch beibehalten sind, und sie haben außerdem einen von Grund aus wichtigen Einfluß auf die weitere Interpretation des Energieausdrucks. Die korrekte Formel für  $H$  gibt in der Tat

$$2T = A(\dot{\epsilon}^2 + \dot{\psi}^2 \sin^2 \epsilon) + C(\dot{\phi} + \dot{\psi} \cos \epsilon)^2 + \frac{1}{\alpha} H^2 - \frac{b^2}{\alpha} [A \dot{\psi} \sin^2 \epsilon + C(\dot{\psi} \cos \epsilon + \dot{\phi}) \cos \epsilon]^2,$$

und wenn  $H$  annähernd konstant bleibt, ist auch der wesentliche Teil von  $T$  gleich dem Ausdruck

$$W = \frac{1}{2} A(\dot{\epsilon}^2 + \dot{\psi}^2 \sin^2 \epsilon) + \frac{1}{2} C(\dot{\phi} + \dot{\psi} \cos \epsilon)^2 - \frac{b^2}{2\alpha} [A \dot{\psi} \sin^2 \epsilon + C(\dot{\psi} \cos \epsilon + \dot{\phi}) \cos \epsilon]^2.$$

Diese Form für  $W$  ist aber weit entfernt von der Gansschen und sie führt zu ganz anderen Ausdrücken für die Hauptkoeffizienten der Theorie.

Es ist vielleicht schwer, zwischen den beiden Formeln — meiner und der Gansschen — zu unterscheiden; aber glücklicherweise ist das nicht nötig. Keine von den beiden stellt einen Energietypus dar, der während des gegenseitigen Zusammenstoßens der Magnetonen eigentlich erhalten wird, welches eine notwendige Bedingung für die Brauchbarkeit des Typus in einer statistischen Theorie bildet. Die Eigenenergie

$$W_1 = \frac{1}{2} A (\dot{s}^2 + \dot{\psi}^2 \sin^2 \epsilon) + \frac{1}{2} C (\dot{\phi} + \dot{\psi} \cos \epsilon)^2$$

der Magnetonen selbst ist allein durch ihre Bewegungen und Zusammenstöße unbeeinflußt. Diese Formel, in der Gansschen Theorie gebraucht, führt aber auf ein Nullresultat für die Suszeptibilität.

Ich habe jetzt vielleicht genug gesagt, um zu zeigen, daß die Ganssche Abhandlung eine Reihe von Fehlern enthält. Seine Theorie, natürlich in einer umgestalteten Form, kann man doch noch beibehalten; aber die korrekte Formulierung muß man auf ganz anderen Wegen suchen, so daß sie besser in eine zusammenfassende Abhandlung über die ganze Theorie paßt.

Cardiff, Oktober 1924.

(Eingegangen 1. November 1924.)

#### 4. Die Farbe des Meeres; von Was. Shoulejkin.

(Zu der Arbeit von R. Gans, Ann. d. Phys. 75. S. 1. 1924.)

Es ist nicht wunderbar, daß Hr. R. Gans meine Mitteilung über die Farbe des Meeres in der Russischen Zeitschrift<sup>1)</sup> nicht gelesen hat, obwohl diese Mitteilung noch früher als die von Raman erschienen ist.

Es wundert mich aber sehr, daß er in Amerika wohnend, meine Mitteilung „On the Color of the Sea“ in der Physical Review<sup>2)</sup> nicht bemerkte.

Er konnte dort sehen, daß ich einen ausreichend genauen Ausdruck für die Intensität der diffusen inneren Strahlung bekomme, die aus den Meerestiefen kommt; wobei ich weder die primäre noch sekundäre usw. Zerstreuung in Betracht ziehe. Deswegen mache ich nicht die Fehler, die von Raman gemacht sind.

Ich untersuche auch das Licht, das von der Wasseroberfläche reflektiert wird und ich zeige, wie es die Meeresfarbe in verschiedenen Fällen verändert.

Ich erreiche das mit ganz einfachen Methoden, die dem Bilde eine gewisse Anschaulichkeit geben und die Verknüpfung mit verschiedenen ozeanographischen Messungen, z. B. solchen mit der Secchischeibe, erlauben.

Meine Theorie ermöglichte nach den ersten Laboratoriumsuntersuchungen auch viele Untersuchungen in Polarmeeren.<sup>3)</sup> Das kann aber, wie mir scheint, die Theorie von Hrn. Gans nicht leisten.

1) Was. Shoulejkin, Iswestija Fisitscheskogo Instituta 1922. (Eingegangen 26. November 1921.) Moskau.

2) Was. Shoulejkin, Physical Review 22. S. 85. 1923.

3) Eine Reihe von meinen Untersuchungen, die ich im Sommer und Herbst 1922 gemacht habe, sind jetzt im Physical Review 23. S. 744. 1924 gedruckt.

Erstens ist es ganz zweifellos, daß der größte Teil von der austretenden Strahlung seine Ursache in der Primärzerstreuung hat.

Es muß deshalb die Ganssche Hauptformel

$$R = 0,08917 \frac{h}{h + h'} J_0$$

eine hinreichende Näherung sogar für die Grenze  $\frac{h}{h + h'} = 1$  bilden. Sie gibt aber in diesem Falle  $R = 0,08917 J_0$ , während sie in Wirklichkeit *beinahe*  $R = \frac{1}{2} J_0$  oder  $\frac{2}{3} J_0$  sein müßte.

Ich denke, daß hier keine strengen Rechnungen der sekundären usw. Zerstreuungen helfen können, sogar wenn der Verfasser seine komplizierten Rechnungen (S. 15 ff.) zu Ende führen würde.

Zum Schluß will ich noch bemerken, daß ich in meiner oben genannten Arbeit keine besondere Sorge trug, meine Ausdrücke ganz präzise zu machen; das ist ja schon deshalb zielloß, weil es in der Natur niemals eine vollständige Molekularzerstreuung im Meerwasser gibt. Die größeren Teilchen, die in der Wasserschicht schwimmen, haben auf die Meerfarbe einen gewissen Einfluß, wie ich es entgegen Raman und Ramanathan gezeigt habe. Das macht aber die Aufgabe viel schwerer und erlaubt sie nur annähernd zu lösen.

Eine strengere Lösung der allgemeinen Probleme hat unter meiner Anregung Hr. G. Gamburgzew gemacht.<sup>1)</sup> Sein strenger Ausdruck für die Intensität der inneren diffusen Strahlung unterscheidet sich von dem meinen nur wenig.

Moskau, Physikal. Abteilung vom Wissenschaftl. Institut,  
19. Oktober 1924.

1) G. Gamburgzew, Zeitschr. Russ. Phys. Chem. Ges. 52. S. 225. 1924.

(Eingegangen 3. November 1924.)

### 5. Über den elektrischen Funken.

## II. Teil: Experimentelle Untersuchungen über Funkenverzögerung und Funkenbildung; von P. O. Pedersen.

(Hierzu Tafel III bis IX.)

### Einleitung.

Nach der Ankündigung im ersten Teile<sup>1)</sup> dieser Arbeit sollte der zweite Teil theoretische Betrachtungen über die Entstehungsweise der Funken bringen. Es hat sich aber inzwischen gezeigt, daß zur Aufstellung einer neuen Funken-theorie, über welche an anderer Stelle einige vorläufige Andeutungen zu finden sind<sup>2)</sup>, noch weitere Versuche nötig waren, um gewisse grundlegende Fragen betreffend die Entstehungsweise der Funken klarzulegen. Da diese Versuche recht umfangreich geworden sind, hielten wir es für das richtigste, die Ergebnisse in einer besonderen Arbeit zusammenzustellen.

#### 1. Funkenverzögerung in inhomogenen Feldern.

Die Abhängigkeit der Minimalverzögerung von der Feldverteilung längs der Funkenbahn.

Es ist im ersten Teil gezeigt worden, daß die Funkenverzögerung außer vom Gase und Druck hauptsächlich nur von der Feldstärke abhängt und nur in geringem Maße oder gar nicht von der Funkenlänge, wenigstens wenn die Feldstärke längs der ganzen Funkenbahn ungefähr denselben Wert hat. Die nächste Frage ist nun die, ob die Feldstärke überall längs der Funkenbahn dieselbe Rolle spielt, oder ob es nur auf die Feldstärke an gewissen Punkten der Bahn — z. B. an der Anode oder Kathode — ankommt. Die früheren Versuche,

1) P. O. Pedersen, Über den elektrischen Funken, I., Ann. d. Phys. 71. S. 317—376. 1923.

2) „Förhandlingar vid andre nordiska elektroteknikermötet i Göteborg 1923.“ Teknisk Tidskrift, Häft 40. S. 174—184. Stockholm 1923.

die den großen Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit von Kathode und Anode gezeigt haben, konnten darauf hindeuten, daß der Wert der Feldstärke entweder an der Kathode oder an der Anode oder an beiden der entscheidende war. Um diese Frage klarzustellen, haben wir die im folgenden beschriebene Versuchsreihe angestellt, wobei das in Fig. 1 dargestellte Elektrodenpaar verwendet wurde.

Die Funkenentladung geht in dem Glasrohr  $G$  (Fig. 1a) vor sich, das mit seinen Enden in den zylindrischen Messing-

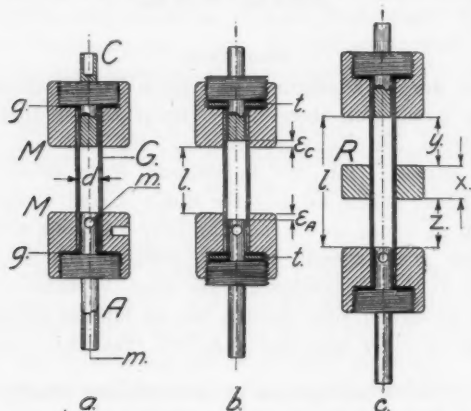


Fig. 1. Elektrodenpaar.  $C$  Kathode.  $A$  Anode. Funkenlänge  $l + (e_C + e_A)$ . Innerer Durchmesser des Rohres  $d = 6$  mm.

büchsen  $M$  festgekittet ist, an deren anderen Enden die Elektroden  $C$  und  $A$  selbst festgeschraubt sind. Diese sind auch aus Messing und enden in Zylinderstücken, die mit ganz geringem Spielraum in die Glasröhre passen. Die aktiven Teile der Elektroden werden auf diese Weise durch die einander zugekehrten ebenen Endflächen im Rohre gebildet und die Größenverhältnisse sind so bemessen, daß diese Endflächen genau in eine Ebene mit den einander gegenüberstehenden Endflächen der Zylinder  $M$  (Fig. 1a) gebracht werden können. Das Feld bleibt in diesem Falle sehr nahe konstant längs der ganzen Funkenbahn. Der Funkenraum (Inneres des Glasrohrs) ist gegen die umgebende Luft durch die Gummischeibe  $g$ , ab-



gedichtet und kann durch den Kanal  $mm$  in der Anode ausgepumpt werden.

Mit Hilfe dieses Apparates kann man die Abhängigkeit der Funkenverzögerung  $\tau$  vom Luftdruck  $p$  im Funkenraum bestimmen, indem man die Länge  $L$  des Primärfunkens und die Länge  $l$  des untersuchten Funkens konstant hält. Man erhält aber nur dann regelmäßige, konstante Ergebnisse, wenn man alle Ladungen der Glaswände vor jeder neuen Entladung sorgfältig entfernt, was am besten mit einem reinen, mit reinem Äther befeuchteten Gazeläppchen geschieht. Eine solche Reinigung hat bei den im folgenden beschriebenen Versuchen stattgefunden.

Wird die Kathode „rein“ gehalten, so bekommt man ( $\tau_{\min}$ ,  $p$ )-Kurven, die den im I. Teil, Fig. 14 dargestellten völlig entsprechen. Unter „rein“ wird in Übereinstimmung mit § 4, I. Teil dabei verstanden, daß die aktiven Endflächen der Elektroden sorgfältig mit vollkommen reinem Karborundpapier geputzt sind.

Bei diesen Versuchen war, wie gesagt, die Feldstärke über der ganzen Funkenbahn sehr nahe dieselbe. Die entsprechende Minimalverzögerung — also die Verzögerung bei reiner Kathode — sei in folgendem mit  $\tau_{\min}$  bezeichnet. Wir gingen zunächst dazu über, den Einfluß einer Inhomogenität des Feldes zu untersuchen, indem wir die Feldverteilung änderten und dabei den Luftdruck  $p$ , den Abstand  $l$  zwischen den Zylindern  $M$  und die Primärfunkenlänge  $L$  konstant hielten.

Die erste der zur Hervorbringung einer Feldinhomogenität benutzten Methoden ist in Fig. 1 b dargestellt und besteht darin, daß die Kathode oder Anode um ein Stück  $\varepsilon_C$  oder  $\varepsilon_A$  gegen die Endflächen der Metallzylinder  $M$  zurückgeschoben wird. Dadurch wird die Feldintensität an der betreffenden Elektrodenoberfläche vermindert und zwar um so mehr, je größer  $\varepsilon$  im Verhältnis zu dem Rohrdurchmesser  $d$  ist. Das Ergebnis einer solchen Versuchsreihe ist in Fig. 2 und 3 gezeigt.

In Fig. 2 gibt die ausgezogene Kurve  $ab$  die Abhängigkeit der Verzögerung  $\tau$  von der Verschiebungsstrecke  $\varepsilon_A$  an, unter der Voraussetzung, daß die Kathode rein und nicht zurückgeschoben ist ( $\varepsilon_C = 0$ ). Man sieht, daß die Funkenverzögerung in diesem Falle praktisch ganz unabhängig von der Anoden-

verschiebung, d. h. unabhängig von der Feldintensität auf der Anodenoberfläche ist.

Entsprechend zeigt die ausgezogene Kurve  $abc$  in Fig. 3 die Abhängigkeit der Verzögerung von der Kathodenverschiebung  $s_C$  unter der Voraussetzung, daß beide, Kathode und Anode, rein sind und daß die letztere nicht verschoben ist ( $s_A = 0$ ). Es geht daraus hervor, daß die Funkenverzögerung

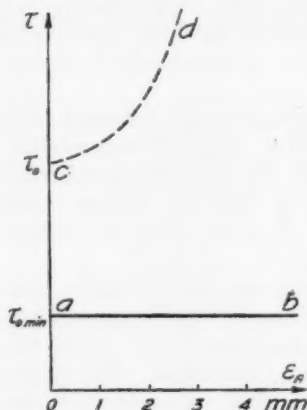


Fig. 2. Schematische Darstellung der Abhängigkeit der Verzögerung von der Rückwärtsverschiebung der Anode  $s_A$ . Die Kurve  $ab$  gilt für eine reine Kathode in Normalstellung ( $s_C = 0$ ) ( $l = 20$  mm). Kurve  $cd$  für eine Kathode, die entweder fettig oder nach rückwärts verschoben oder beides ist.

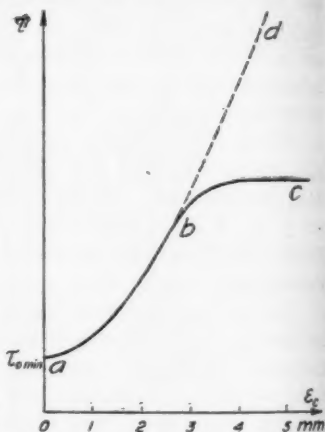


Fig. 3. Schematische Darstellung der Abhängigkeit der Verzögerung von der Rückwärtsverschiebung der Kathode  $s_C$ . Kurve  $abc$  gilt für eine reine Kathode und eine reine Anode in Normalstellung ( $s_A = 0$ ) ( $l = 20$  mm). Kurve  $abd$  für eine Anode, die entweder fettig oder stark nach rückwärts verschoben oder beides ist.

stark mit zunehmender Rückwärtsverschiebung der Kathode anwächst, also mit abnehmender Feldstärke an ihrer Endfläche.

Bei dem vorhergehenden Versuche war die Kathode rein und nur die eine Elektrode wurde nach rückwärts verschoben; ist dies nicht der Fall, so ändert sich das Verhalten ein wenig. Wenn die Kathode entweder fettig ist oder stark zurück-

geschoben oder beides, so ist die Verzögerung weit größer als  $\tau_{0 \text{ min}}$  (vgl. Fig. 2) und ist außerdem in hohem Grade von der Anodenstellung abhängig, indem sie dann, wie Kurve  $cd$  andeutet, stark mit  $\epsilon_A$  anwächst, also mit abnehmender Feldstärke an der Anode.

Wenn aber die Kathode rein ist, so ist es von keinerlei Einfluß auf die Verzögerung, ob die Anode rein oder fettig oder nach rückwärts verschoben ist, so lange die Rückwärtsverschiebung der Kathode nur gering ist. Für große Werte von  $\epsilon_G$  bleibt  $\tau$  dagegen, wie Fig. 3, Kurve  $bd$  zeigt, viel größer als sie sein würde, wenn die Anode rein und  $\epsilon_A = 0$  wäre.

Ein Vergleich zwischen den eben angeführten und den im I. Teil gebrachten Ergebnissen zeigt, daß die Rückwärtsverschiebung der Elektroden denselben Einfluß auf die Funkenverzögerung hat wie eine Verunreinigung derselben.

Diese Versuche deuten stark darauf hin, daß bei reiner Kathode das Feld an der Kathode das entscheidende ist. Ist dagegen die Kathode fettig oder nach rückwärts verschoben, so ist es besonders das Feld an der Anode, das eine Rolle spielt. Um dieses Verhalten noch besser zu beleuchten, haben wir folgende Versuchsreihe angestellt.

Über das Glasrohr wurde ein Messingring von der Länge  $x$  geschoben. Der Abstand des Ringes von Kathode und Anode werde mit  $y$ , bzw.  $z$  bezeichnet ( $x + y + z = l$ ) (vgl. Fig. 1c). Beide, Kathode sowie Anode, befinden sich in ihrer normalen Stellung ( $\epsilon_G = 0$ ,  $\epsilon_A = 0$ ). Wir gingen nun daran, zu untersuchen, welchen Einfluß die Länge und Lage des Ringes auf die Funkenverzögerung hat. Luftdruck  $p$  sowohl als die Funkenlänge  $l$  wurden dabei konstant gehalten und Kathode wie Anode waren rein.

Zuerst befestigten wir den Ring auf der Mitte des Rohres, so daß  $y = z$  war, und variierten nur seine Länge. Das Ergebnis einer solchen Versuchsreihe zeigt die ausgezogene Kurve in Fig. 4. Es waren hier  $l = 4 \text{ mm}$  und  $p = 5 \text{ mm Hg}$ , während die Ringlänge zwischen 0 und 30 mm variierte. Die Primärfunkenlänge war 4 mm. Bei dieser Anordnung wird die Feldstärke an der Rohrmitte vermindert und an beiden Enden, also an Kathode und Anode, im selben Maße erhöht. Aus Fig. 4 sieht man, daß die Verzögerung dadurch sehr be-

deutend verkleinert wird, denn für  $x = 0$  (ohne Ring) war  $\tau_0 = 7,4 \times 10^{-8}$  Sek., dagegen für  $x = 30$  mm war  $\tau_0$  nur  $2,3 \times 10^{-8}$  Sek. (Aus den bei der  $[\tau_0, x]$ -Kurve eingezeichneten Punkten kann man die Genauigkeit ersehen, mit welcher die Messungen ausgeführt wurden.) Zum Vergleiche gibt die punktierte Linie den ungefähren Verlauf an, den die Verzögerung in dem Falle genommen hätte, daß  $l$  entsprechend der Ringlänge abgenommen hätte, also bis zu dem Werte  $(l - x)$ . Man sieht aus Fig. 4, daß diese letzte Kurve — selbstverständlich —

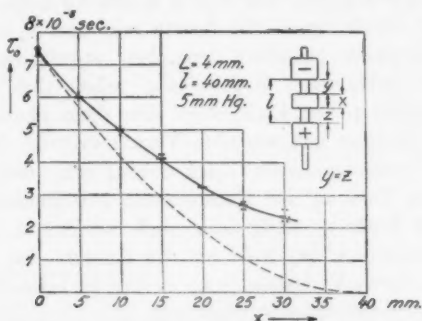


Fig. 4. Die ausgezogene Kurve gibt die Abhängigkeit der Verzögerung von der Ringlänge  $x$  unter der Voraussetzung, daß der Ring in der Mitte zwischen Kathode und Anode angebracht ist. Die punktierte Kurve zeigt die Verzögerung unter der Voraussetzung, daß die Funkenlänge  $l$  bis auf  $(l - x)$  verkleinert wird.

tiefer liegt als die mit Benutzung des Ringes aufgenommene  $(\tau, x)$ -Kurve.

In den eben beschriebenen Versuchen ist die Feldstärke in der Rohrmitte kleiner und nimmt an der Kathode und Anode zu. Weiter untersuchten wir den Einfluß der Ringstellung bei konstant gehaltener Ringlänge. Es zeigte sich, daß  $\tau$  unabhängig von der Ringstellung auf dem Rohre ist, so lange der Abstand  $y$  zwischen Ring und Kathode nicht unter 2—3 mm ist. Wird der Ring noch näher an die Kathode gerückt, so steigt die Funkenverzögerung sehr stark an, wie das in der ausgezogenen Kurve Fig. 5 angedeutet ist. Ist die Anode fettig, so wächst, wie die punktierte Linie in derselben Figur zeigt, die Funkenverzögerung noch stärker, falls der

Ring genügend nahe an der Kathode liegt. Das Ansteigen der Funkenverzögerung bei ganz dichtem Anrücken des Ringes an die Kathode wird ohne Zweifel dadurch verursacht, daß die Feldstärke an der Kathode sehr herunter geht, wenn der Ring nahe bei ihr liegt.

Die beschriebenen Versuche wurden nicht nur bei verhältnismäßig niedrigem Drucke gemacht, sondern es wurden auch Kontrollmessungen für  $p = 200$  mm Hg ausgeführt und diese zeigten, daß der Verlauf der Abhängigkeit der Verzögerung von der Feldverteilung bei höherem Drucke im wesentlichen derselbe ist.

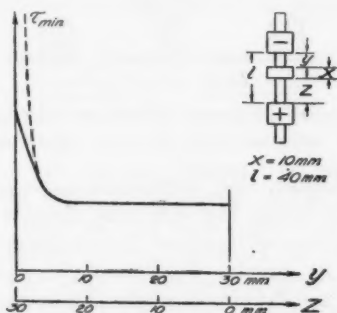


Fig. 5. Die Abhängigkeit der Verzögerung von der Ringstellung. Die ausgezogene Kurve gilt für eine reine Anode, die punktierte für eine fettige.

Diese Versuche zeigen deutlich, daß die Funkenverzögerung bei ebener oder schwach gekrümmter Kathode und Anode in erster Linie von der Feldstärke an den Elektroden abhängig ist und nur in geringem Maße von der Feldstärke längs der übrigen Funkenbahn. Ist die Kathode rein, so ist sogar nur die Feldstärke in ihrer Nähe entscheidend, während die Feldstärke an der Anode ohne Bedeutung ist.

Es geht ohne weiteres daraus hervor, daß bei reiner — flacher oder schwach gekrümmter — Kathode die Verzögerung um so kleiner ist, je größer die Feldstärke an der Kathode ist. Über Abweichungen von dieser Regel bei sehr kleinem Gasdruck vgl. unten, Abschnitt 3.

In den vorstehenden Versuchen war das Feld an der

Kathode und Anode einigermaßen homogen, da Kathode und Anode beide eben waren. Nehmen wir nun aber Elektrodenformen mit stark divergierendem Feld, wie z. B. Spitzen oder dünne Drähte, so ist das Verhalten ein ganz anderes. Für Spitzen wurde dasselbe schon im I. Teil untersucht, aber wir hielten es für gut, die Untersuchungen auf zylindrische Funkenstrecken mit einem verhältnismäßig engen inneren

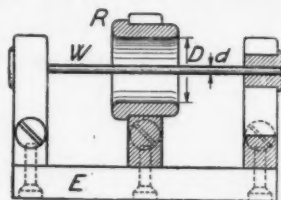


Fig. 6. Funkenstrecke mit zylindrischen Elektroden, bestehend aus dem Drahte  $W$  und dem Ringe  $R$ .  $E$  ist eine Ebonitplatte.

Zylinder auszudehnen. Der verwendete Apparat ist aus Fig. 6 ersichtlich. Wir haben hier auf ganz dieselbe Weise wie im I. Teil die korrespondierenden Funkenlängen — d. h. die Funkenlängen, die dieselbe Verzögerung ergeben — für diese Funkenbahn ( $l_2$ ) und für eine homogene Funkenbahn ( $l_1$ ) zwischen zwei kugelförmigen Elektroden bestimmt. Die Ergebnisse dieser Versuche sind in nachstehender Tabelle zusammengestellt.

Tabelle 1.

Verhältnis der korrespondierenden Funkenlängen in homogenen ( $l_1$ ) und inhomogenen ( $l_2$ ) Feldern.

Homogenes Feld		Inhomogenes Feld		$l_2/l_1$
Kathode	Anode	Kathode	Anode	
Kugel	Kugel	Nadelspitze	Nadelspitze	1,34
"	"	Kugel	Nadelspitze	1,33
"	"	Konus	Konus	1,31
"	"	Kugel	Konus	1,23
"	"	Nadelspitze	Kugel	1,03
"	"	Konus	Kugel	1,04
"	"	Ring 20 mm	Inn. Zylinder 2 mm	1,32
"	"	Ring 20 mm	Inn. Zylinder 5 mm	1,12
"	"	Inn. Zylinder 2,0 mm	Ring 20 mm	1,06
"	"	Inn. Zylinder 5 mm	Ring 20 mm	1,06

Vgl. I. Teil

wo wir zur besseren Übersicht auch einige von den bereits im ersten Teil gegebenen Zahlen noch einmal mit anführen.

Das im I. Teil gefundene Ergebnis, daß die Verzögerung am kleinsten ist, wenn die Elektrode mit dem kleinsten Krümmungsradius — bei der also das Feld am stärksten divergiert — als Anode dient, wird auch durch die mit zylinderförmigen Funkenbahnen vorgenommenen Versuche bestätigt. Die Erklärung dieses Ergebnisses, das in so scharfem Widerspruch zu den vorher für ebene oder schwach gekrümmte Elektroden gefundenen Ergebnissen zu stehen scheint, kann erst zusammen mit der Entwicklung der Theorie der Funkenbildung in schnell anwachsenden Feldern gegeben werden.

### 2. Die Funkenbahn in homogenen und inhomogenen Feldern bei höherem Drucke.

Es ist wohlbekannt, daß lange elektrische Funken in der Regel nicht gradlinig überspringen, sondern einen recht unregelmäßigen Verlauf nehmen können. Es genügt, in dieser Hinsicht auf den Blitz hinzuweisen. Selbst für sehr viel kürzere Funken zeigt sich oft eine gewisse Diskontinuität im Aussehen, und in der älteren Literatur findet man solche Fälle beschrieben.<sup>1)</sup> Die dazu gegebenen Erläuterungen sind aber recht unbestimmt. Photographische Aufnahmen von relativ kurzen Funken in ungefähr homogenen Feldern, die deutliche Diskontinuitäten zeigen, sind uns nicht bekannt.

Da uns inzwischen unsere Betrachtungen über die Entstehungsweise der Funken zu dem Resultate geführt hatte,

1) So sagt M. Faraday, *Experimental Researches in Electricity* (1838) Nr. 1422: „... die Funken ... zeigen in ihrem Verlaufe oft schwache oder dunkle Stellen, wenn die durchgehende Elektrizitätsmenge nicht groß ist.“ In diesem Zusammenhange kann auch A. Töpler angeführt werden: Optische Studien nach der Methode der Schlierenbeobachtung, *Pogg. Ann.* 134. S. 198 u. f., 1868, worin gezeigt wird, daß der von den Funken erwärmte Luftkanal sogleich nach der Funkenbildung keinen regelmäßigen, glatten Verlauf hat. Vgl. die untenstehenden 2 Fig. A und B, wobei A dem Zustande von 0,00012 Sek. und Bungefähr 0,0002 Sek. nach der Funkenbildung entspricht.

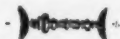


Fig. A.



Fig. B.

und  
den-  
oder  
Für  
über  
sche  
eren

dem

ig. 6  
im  
die  
lisse  
chen  
nisse  
tellt,

und

Vgl. I. Teil

daß der Funke eine gewisse Neigung zu „Seitensprüngen“ haben muß, derart, daß die Funkenbahn aus einer Reihe paralleler, hintereinanderliegender, aber ein wenig gegeneinander verschobener Elemente besteht, hielten wir es für das richtigste, eine Reihe von Funkenbildern aufzunehmen, um dies und andere Fragen klarzustellen. In erster Linie interessierte uns die Funkenbildung bei schnell entstehenden starken Feldern und in der Regel benutzten wir dazu die in Fig. 7 skizzierte Anordnung, wenn nicht ausdrücklich etwas anderes angegeben ist.  $L$  ist der Primärfunke,  $l$  der untersuchte (photographierte) Funke. Wenn nicht anders bemerkt wird, sind die Elektroden rein, vgl. I. Teil, § 4.

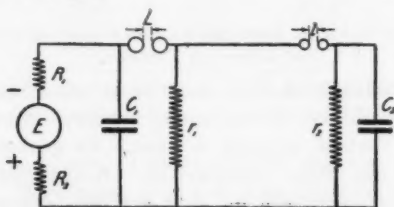


Fig. 7. Schaltungs-Schema der Versuchsanordnung, wie sie zur Aufnahme der Bilder auf Tafel III—VI und VIII—IX benutzt wurde.  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $r_1$  und  $r_2$  sind sehr große Widerstände von mehreren Megohm (Griffel). Kapazität von  $C_1$  ca. 2000 cm; Kapazität von  $C_2$  in der Regel nur einige wenige Centimeter.

Hat der Kondensator  $C_2$  in Fig. 7 eine Kapazität von einigen 100 cm oder darüber, so erhält man sehr lichtstarke Funken von dem in Taf. III, 14 dargestellten Aussehen, die nicht ganz gradlinig von einer Elektrode zur andern gehen, bei denen aber alle Einzelheiten verwischt sind wegen der verhältnismäßig großen durchgehenden Elektrizitätsmenge, wodurch der Funke eigentlich in den Bogenzustand übergeht. Ausnahmsweise kann man auch auf diesem Wege Funken erhalten, die deutlich erkennen lassen, daß die Funkenbahn einen sehr unregelmäßigen Verlauf haben kann, wie es Taf. III, 15 zeigt, aber feinere Einzelheiten kann man so nicht feststellen. Dazu ist es notwendig, daß man den Kondensator  $C_2$  sehr klein macht, so daß seine Kapazität nur einige wenige Zentimeter beträgt. Hierdurch wird die im Funke übergehende Elektri-



zitätsmenge beschränkt und man vermeidet die durch Bogenbildung verursachte Verwischung der Diskontinuitäten; allerdings wird gleichzeitig der Funke sehr lichtschwach, so daß man ein sehr lichtstarkes Objektiv zum Photographieren benutzen muß. Wir haben ein Zeißobjektiv — „Triplet“ — 1:4,8;  $F = 50$  cm benutzt.

Taf. III, 1—13 zeigen eine Reihe solcher Aufnahmen bei wachsender Länge des untersuchten Funkens. Es ist daraus zu ersehen, daß die Funkenbahn teils sehr regelmäßig und glatt verläuft, — wie bei Taf. III, 1, 2, 10, 11 und 13 — teils unregelmäßig und gekrümmt, — wie bei Taf. III, 4, 5, 6, 8 und teilweise bei 12. Allen Bildern gemeinsam ist, daß unmittelbar an der Kathode die Lichtstärke am größten, die „Dicke“ dagegen oft am geringsten ist, wie es am deutlichsten Taf. III, 10 und 11 zeigen.

Es ist indessen möglich, noch schärfere Diskontinuitäten in Funkenbildern zu erhalten, wie aus den Figuren in Taf. III hervorgeht.<sup>1)</sup> Es zeigt sich nämlich, daß die Funkenbahn, sowohl was Verlauf als was Lichtstärke angeht, sehr scharf begrenzte Diskontinuitäten aufweisen kann, vgl. Taf. IV, 2—7, 9—10, 13—14 und 16. Aber manchmal können auch ein oder mehrere gleichzeitige ganz „weich“ und glatt verlaufende Entladungen eintreten, wie z. B. Taf. IV, 8. War die Länge des untersuchten Funkens angenähert die längste erreichbare, so hatte die Funkenbahn in der Regel einen recht kontinuierlichen Verlauf und war oft von einer leuchtenden Hülle umgeben, vgl. Taf. IV, 11. Oft zeigte die Funkenbahn eine ausgesprochene Diskontinuität in der Nähe der Kathode, wie auf Taf. IV, 1 und 4. In fast allen Fällen, wo der Funke Seitensprünge macht, ist das Verbindungsstück zwischen den verschobenen Teilen lichtschwächer als dies selbst, vgl. z. B. Taf. IV, 10 und 13.

Wir haben ferner untersucht, ob die Diskontinuitäten im Funken nur bei Drucken vorkommen, die in der Nähe des Atmosphärendrucks liegen, indem wir einige Funkenaufnahmen bei Drücken machten, die bedeutend niedriger und bei solchen, die etwas höher waren als Atmosphärendruck. Es sieht zu-

1) Feinere Einzelheiten sind leider durch die Reproduktion verloren gegangen.

nächst so aus, als ob die Diskontinuitäten in der Nähe des Atmosphärendrucks ein Maximum haben; geht man bedeutend herunter, z. B. bis auf  $p = 400$  mm Hg, so bleiben die Funken schwach und ohne scharfe Diskontinuitäten, so wie bei Taf. V, 1—6. Auch bei höherem Drucke bleibt das Aussehen der Funken recht kontinuierlich, was allerdings auch zum Teil daran liegt, daß die Lichtstärke so groß ist, daß die in diesem Falle in geringer Ausdehnung zu erwartenden Diskontinuitäten verschleiert werden. Beispiele für Funkenbilder bei höherem Drucke sind auf Taf. V, 18—25 gegeben.

Wir haben auch die Funkendiskontinuität in verschiedenen Luftarten untersucht, nämlich in Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff und Kohlensäure. Ein Teil dieser Aufnahmen zeigt Taf. VI. Während Wasserstoff bei Atmosphärendruck (Taf. VI, 1—5) wenig Neigung zu ausgesprochenen Diskontinuitäten zeigt, ist dies dagegen der Fall bei Drucken von 1,5—2 at. (Taf. VI, 6—12). In Kohlensäure gibt es sehr unregelmäßig verlaufende Funken (Taf. VI, 13—22), eine Wahrnehmung, die schon Faraday gemacht hat.<sup>1)</sup>

Sauerstoff verhält sich in der Hauptsache wie atmosphärische Luft (Taf. VI, 23—26), während Stickstoff (Taf. VI, 27 bis 33) eine ausgeprägte Neigung zeigt, schwache, zerfließende Funken zu verursachen.

Zu diesen Versuchen wurden die im Handel erhältlichen, als technisch rein bezeichneten Luftarten benutzt.

Die bisher besprochenen Funken sind alle unter Einwirkung einer schnell anwachsenden Spannung entstanden. Für die Entwicklung unserer Ansicht über die Entstehungsweise der Funken kann es indessen auch von einigem Interesse sein, zu untersuchen, wie der Funke bei langsam anwachsender Spannung aussieht, wenn immer dafür Sorge getragen wird, daß die durch den Funken gehende Elektrizitätsmenge äußerst klein ist. Beispiele für solche Funken sind auf Taf. VII gegeben, die gleichzeitig ein Schema der Versuchsanordnung enthält.  $E$  ist eine Elektrisiermaschine, die direkt in Reihe geschaltet ist mit der untersuchten Funkenbahn, während die Zuleitung über sehr große Widerstände  $R_1$

1) a. a. O. Nr. 1422.

und  $R_2$  gehen. Die Elektrisiermaschine wird ganz langsam gedreht, so daß der Funke erst nach  $\frac{1}{2}$ —1 Minute zustande kommt.

Bei den Aufnahmen auf Taf. VII, 1—3 war der Kondensator  $C_1$  weggelassen, es ist daher nicht ganz ausgeschlossen, daß die Spannung stoßweise anwuchs. In allen andern Fällen war  $C_1$  angeschlossen und hatte bei Taf. VII, 4—10 und 13—17 eine Größe von 2000 cm, dagegen bei Taf. VII, 11—12 nur 15 cm. Bei der Aufnahme der zwei letzten Bilder war der Nebenschluß  $r_2$  weggelassen, so daß der Strom vollständig aufhörte, sobald der Überschlag stattgefunden hatte. In allen anderen Fällen hatte  $r_2$  eine Größe von ungefähr  $10^7 \Omega$ . Für 1—12 war  $R_1 + R_2 = \text{ca. } 2 \times 10^7 \Omega$ , während bei 13—17  $R_1 + R_2 = \text{ca. } 10^8 \Omega$  war.

Eine Betrachtung der Bilder auf Taf. VII zeigt, daß das langsame Anwachsen der Spannung einen gerade verlaufenden Funken gibt, ohne scharfen Knick und ohne plötzliche Intensitätsänderung. Doch ist der Funke auch in diesem Falle nicht ganz ohne unregelmäßige Krümmungen, vgl. Taf. VII, 2, 6, 7 und 8; ebenso kann die Lichtstärke längs der Funkenbahn sehr stark variieren, wie dies z. B. aus Taf. VII, 3, 6, 13 hervorgeht. In den Fällen, wo der Kondensator eine Kapazität von 2000 cm hatte, zeigt sich eine gewisse Neigung zur Bildung eines Lichtbündels an der Kathode; das ist der Fall bei 8, 10 und 17 auf Taf. VII. Unter denselben Verhältnissen finden sich einzelne Fälle, wo der „Funkendurchmesser“ in der Nähe von der Anode bedeutend größer ist (vgl. Taf. VII, 9 und 10).

Bei allen den besprochenen Funkenbildern waren die Elektroden rein, aber wir haben außerdem noch eine Reihe von Funkenphotographien mit Elektroden aufgenommen, von denen eine oder beide verunreinigt waren. Einige dieser Bilder finden sich auf Taf. V und VIII, auf ersterer für  $p = 400$  mm Hg, auf letzterer für  $p = 760$  mm Hg. Die Verunreinigung bestand aus einer ganz dünnen Ölschicht und ist auf den Tafeln durch einen schwarzen Punkt rechts von dem betreffenden Elektrodenabbilde angemerkt. Man sieht aus den Bildern, daß man auch in diesem Falle schwache, gerade verlaufende und etwas zerfließende Funken erhalten kann, vgl.

Taf. V, 10, 12 und 17 und Taf. VIII, 15 und 28. Aber im allgemeinen ist der Funke ausgesprochen unregelmäßig und stark gekrümmt. Als besondere Eigentümlichkeit sei hervorgehoben, daß die Funkenbahn oft eine Strecke längs der Oberfläche der verunreinigten Kathode verläuft. Das ist der Fall bei 8, 14 und 15 Taf. V und bei 1—3, 7 und 23 Taf. VIII. Etwas entsprechendes findet an der Anode nicht statt. Selbst wenn der Fußpunkt des Funkens etwas seitwärts von der Funkenlinie liegt, wird die Verbindung zwischen beiden nicht längs der Anodenoberfläche hergestellt, sondern auf einer Linie, die schräg auf die Anode zuläuft, vgl. Taf. V, 11 und 14 und Taf. VIII, 9—11, 16 und 18.

Einige von diesen Besonderheiten im Aussehen des Funkens sollen im III. Teil ausführlicher behandelt werden.

### 3. Funkenbahn bei niedrigem Drucke.

Bei der Ausarbeitung einer Theorie der Funkenbildung unter Einwirkung schnell anwachsender Felder, die sich in Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen des I. Teiles bringen läßt, stießen wir auch auf die Frage nach dem Verlaufe und Aussehen des Funkens bei niedrigem Drucke. Die allgemeine Auffassung ist bekanntlich die, daß, wenn der Druck unter einen bestimmten von den Verhältnissen abhängigen Wert sinkt, der Funke einen längeren Weg sucht und zwar einen um so längeren, je niedriger der Druck ist. Nach Paschen<sup>1)</sup> ist nämlich die Funkenspannung  $V$  eine Funktion des Produktes  $(p \cdot d)$ , wo  $p$  der Luftdruck und  $d$  der Elektrodenabstand ist. Für kleine Werte von  $(p \cdot d)$  hat die  $(V, p \cdot d)$ -Kurve nach den Messungen von Carr<sup>2)</sup> ungefähr den in Fig. 8 gezeigten Verlauf.

Die Funkenspannung nimmt mit dem Produkte  $(p \cdot d)$  bis zu einem bestimmten kritischen Wert  $(p \cdot d)_k$  ab; wenn  $(p \cdot d)$  dann noch weiter sinkt, so wächst die Funkenspannung sehr stark. Voraussetzung dabei ist, daß die Funkenbildung in einem homogenen Felde vor sich geht, so daß die wirkliche Funkenlänge  $l$  und der Elektrodenabstand  $d$  gleich groß sind

1) F. Paschen, Wied. Ann. 37. 69—96. 1898.

2) W. R. Carr, Phil. Trans. Vol. 201. S. 403—433. 1903.

(vgl. Fig. 8, II). Hat der Funke bei Werten von  $(p \cdot d)$ , die unter  $(p \cdot d)_k$  liegen, die Möglichkeit einen andern Weg einzuschlagen, so zeigt sich, daß sich die Funkenspannung auf  $V_{\min}$  hält, selbst wenn das Produkt aus Luftdruck und Elektrodenabstand bedeutend tiefer als  $(p \cdot d)_k$  liegt. Es zeigt sich, daß der Funke dann nicht mehr den kürzesten Weg zwischen den Elektroden wählt, sondern daß die wirkliche Funkenlänge  $l$  größer ist als der Elektrodenabstand  $d$ . Die Vorstellung liegt nahe, daß, wie es in Fig. 9 angedeutet ist, die wirkliche Funkenlänge so stark mit abnehmendem Drucke anwächst, daß

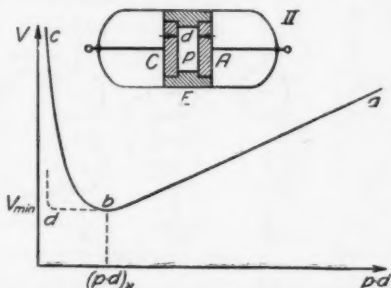


Fig. 8. Kurve  $abc$  gibt die Abhängigkeit der Funkenspannung von  $(p \cdot d)$  für kleine Werte dieser Größe und für Funkenbildung in homogenem elektrischen Felde, wo die Funkenlänge  $l$  gleich dem Elektrodenabstand  $d$  ist. (II zeigt den zugehörigen Versuchsapparat;  $C$  und  $A$  Metallelektroden,  $E$  Ebonitring.)

das Produkt  $(p \cdot l)$  konstant gleich  $(p \cdot d)_k$  bleibt und daß die Funkenspannung in Übereinstimmung damit den niedrigsten Wert von  $V_{\min}$  behält.

Die bisherigen Versuche wurden in der Regel mit langsam anwachsender Spannung gemacht und in diesem Falle ist es einleuchtend, daß der Funke derart verläuft und den Weg einschlägt, bei dem die Funkenbildung unter den vorliegenden Verhältnissen mit der geringst möglichen Spannung vor sich

1) So sagt W. Kaufmann in Müller-Poulliets Lehrbuch der Physik 4 (1914). S. 994. Anm. 2: „Bei gekrümmten Elektroden fällt dieser Anstieg fort, indem bei Unterschreitung des kritischen  $(p \cdot d)$  der Funke sich eine längere Bahn aussucht, für die  $(p \cdot d)$  gerade den kritischen Wert hat.“

gehen kann. Bei unseren Versuchen jedoch, wo die einwirkende Spannung schnell anwächst, wird der Funke auf die Weise und an der Stelle entstehen, daß die Funkenbildung am *schnellsten* zustande kommen kann. Es ist dabei gar nicht gesagt, daß die Funkenbildung in den beiden Fällen auf dieselbe Weise erfolgen wird. Es zeigten sich auch schon bei den Funkenbildern, von denen im I. Teil, Abschnitt 5 die Rede ist, einige Abweichungen von dem früher angegebenen Funkenverlauf bei niedrigem Drucke, indem es aussah, als ob hauptsächlich der Ausgangspunkt an der Kathode war, der sich

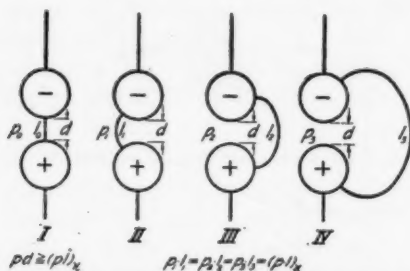


Fig. 9. Schematische Darstellung der Funkenbildung bei niedrigem Drucke nach der üblichen Auffassung.

verschob, während der Ausgangs- oder Fußpunkt an der Anode, ziemlich unabhängig von der Größe des Luftdrucks, der Kathode gegenüber lag. Endlich schienen die Funkenbahnen selbst nicht dem stark gekrümmten Verlauf der elektrischen Kraftlinien des Feldes vor Beginn der Entladung zu folgen — wie in Fig. 9 angedeutet —, sondern im großen ganzen längs der Kathodenoberfläche bis zur Anode herabzugleiten. Wir nahmen anfangs an, daß dies Verhalten auf elektrische Ladungen im Glase zurückzuführen sei; es hat sich inzwischen gezeigt, daß das nicht der Fall ist. Außerdem war das Objektiv, das wir bei den früheren Aufnahmen benutzten, nicht lichtstark genug, um eine einzelne Funkenentladung bei einem Drucke unter 7 mm Hg aufzunehmen.<sup>1)</sup> Nachdem wir inzwischen das oben genannte

1) Es darf daran erinnert werden, daß die Elektrizitätsmenge, die bei jedem Funken übergeht, ganz gering ist, indem ein Kondensator von wenigen Zentimetern Kapazität in Serie mit der Funkenbahn geschaltet ist,

lichtstarke Objektiv mit langer Brennweite erhalten hatten, hielten wir es für richtig, diese Versuche wieder aufzunehmen.

Es zeigte sich dabei, daß bei kugelförmigen Elektroden die Funken den in der schematischen Fig. 10 angedeuteten Verlauf nehmen. Der Ausgangspunkt *a* an der Kathode ist stark leuchtend; auch der Fußpunkt *e* an der Anode leuchtet häufig ziemlich kräftig während der dazwischenliegende Teil *c* des Funkens seiner ganzen Länge nach ziemlich gleichmäßig schwach ist. Bei relativ hohem

Drucke geht der Funken dort über, wo der Elektrodenabstand am geringsten, die Feldstärke also am größten ist, wie in I angedeutet. Bei niedrigem Drucke — z. B.  $p = 15$  mm Hg,  $L = 15$  mm — sieht man die Kathode von einer Kathodenlichthaube *b* umgeben (II). Der Ausgangspunkt an der Kathode ist etwas weiter von der Anode abgerückt, die Funkenbahn verläuft auf der Strecke *ax* in der Lichthaube, während sie von *x* aus direkt zur Anode übergeht. Zeichnung III gibt das Verhalten bei noch niedrigerem Drucke. Der

Ausgangspunkt *a* ist hier ganz auf den zylindrischen Teil der Kathode gerückt und die Funkenbahn folgt auf dem langen Teil *ax* der Kathodenlichthaube, bevor sie geradeaus zur Anode übergeht. Da der Potentialunterschied zwischen den Punkten *a* und *x* in der Zeichnung II und III nicht sehr groß sein kann, muß die Kathodenlichthaube eine bedeutende Leitfähigkeit besitzen. Aus der Betrachtung der Figur geht gleichzeitig hervor, daß der zwischen der Kathodenhaube und der Kathode befindliche Dunkelraum — der Crookesche Raum — der bei

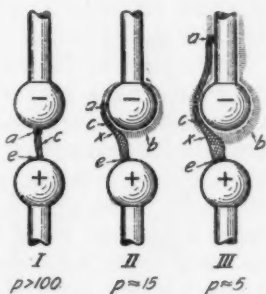


Fig. 10. Schematische Darstellung der Funkenbahn bei niedrigem Drucke. *a* Funkenquelle, *b* Kathodenlicht, *c* Lichtfleck auf der Anode.

vgl. Fig. 7. Wird der Kondensator entfernt, so bleibt verhältnismäßig lange ein Strom durch den Funkenraum aufrecht erhalten. Der Funken nähert sich dann dem stationären Stromdurchgang und der Anfangszustand des Funkens wird verschleiert.

dem hier angewandten Drucke nicht direkt beobachtet werden kann, sehr schlecht leiten muß.

Zum Vergleich mit der schematischen Fig. 10 ist in Taf. IX ein Teil der photographischen Aufnahmen solcher Funken gegeben, die unter Einwirkung einer sehr schnell ansteigenden Spannung entstanden sind und wobei ein ganz kleiner Kondensator  $C_2$  mit einigen Zentimetern Kapazität (vgl. Fig. 7) in Serie zur Funkenbahn geschaltet ist. Es geht daraus hervor, daß der Funkenverlauf ganz dem in Fig. 10 gezeigten entspricht<sup>1)</sup> (vgl. Zeichnung I mit 1 auf Taf. IX, IV mit 2, V mit 3 und 4).

Theoretische Überlegungen, von denen in einer späteren Arbeit die Rede sein wird, führten zu dem Ergebnis, daß angenommen werden muß, daß bei abnehmendem Drucke sich der Ausgangspunkt des Funkens auf die Oberfläche der Kathode nach Punkten mit immer kleinerer Feldstärke verschiebt. Dieses Bestreben, einen Ausgangspunkt mit geringer Feldstärke zu suchen, wird um so stärker, je höher die einwirkende Spannung ist. Daß dies wirklich qualitativ richtig ist, ist leicht durch den Versuch zu zeigen. Dagegen ist es schwierig, eine quantitative Übereinstimmung nachzuweisen, was in folgendem Verhalten seinen Grund hat. Wenn der Druck sehr gering oder die Spannung sehr hoch ist, so daß der Ausgangspunkt längs des die Kathodenkugel tragenden Stabes verschoben wird, so zeigt es sich manchmal, daß die zugehörigen Entladungen recht schwach bleiben, vgl. z. B. Taf. IX, 7, 9, 11 und 12. Aber während der Entladung fällt die Spannung bis zu einem Werte, der der Funkenbildung von einem Punkte auf der Kathode entspricht, der viel näher bei der Anode liegt als der erste Ausgangspunkt. Ein solcher Funke Nr. 2 entsteht dann vielleicht und ist kräftiger als der erste, der sich möglicherweise gar nicht bemerkbar macht

1) Da für uns nur solche Funken brauchbar waren, die längs der sichtbaren Elektrodenkontur verliefen, so gingen wir, um Zeit und Platten zu sparen, so vor, daß wir Vorder- und Rückseite der Elektroden ganz leicht einfetteten, ihre Konturlinien dagegen sorgfältig fettfrei hielten. Wir erreichten auf diese Weise, daß praktisch alle Funken längs der Kontur verliefen und daher in ihrem ganzen Verlaufe sichtbar waren. Ohne Einfettung war jedes 10. bis 20. Funkenbild verwendbar.



Ein Beispiel dieser Art ist in 13 auf Taf. IX gezeigt, wo man einerseits einen schwachen ersten Ausgangspunkt eines Funkens hoch oben an der Kathode findet (mit einem Pfeil bezeichnet), andererseits den kräftigen Ausgangspunkt eines späteren Funkens ganz unten an der scharfen Kante der Kathode. Ein ähnlicher Verlauf ist bei 6, 7 und 11 zu beobachten.

Man kann indessen auf andere Weise direkt beobachten, daß es die Stellen geringer Feldstärke sind, die von den Aus-

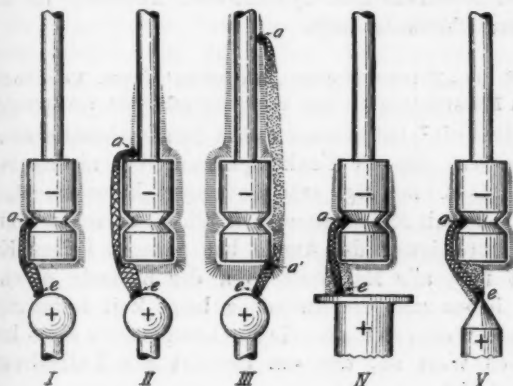


Fig. 11. Schematische Darstellung der Funkenbahn bei niedrigem Drucke mit zylindrischer, scharfkantiger Kathode und verschieden geformter Anode.

gangspunkten besonders gesucht werden. Es zeigt sich nämlich, daß der Funke eine ausgesprochene Neigung hat, von der Stelle auf der Kathode auszugehen, wo die Feldstärke verhältnismäßig klein ist, vgl. 5 auf Taf. IX.

Noch deutlicher wird dies Verhalten, wenn man als Kathode anstatt einer Kugel einen Zylinder mit ebener Endfläche und scharfem Rande nimmt, wie es schematisch in Fig. 11 dargestellt ist. Aus diesen Bildern geht mit Sicherheit hervor, daß der Ausgangspunkt auf der Kathode bei niedrigem Drucke und hoher Spannung vorzugsweise die Stellen niedriger Feldstärke sucht, während das bei dem Fußpunkt auf der Anode durchaus nicht der Fall ist, die Lage des letzteren scheint

ausschließlich dadurch bestimmt zu werden, daß der Funke den kürzesten Übergang zur Anode sucht. Auf Taf. IX, 8, 15, 16, 17, 18, 20 und 21 liegt der Ausgangspunkt des Funkens in der eingedrehten Rille an der Kathode (vgl. I, IV und V in Fig. 11), während bei 9, 10, 12, 14 und 19 die „Funkenquelle“<sup>1)</sup> oben an dem Messingstabe liegt, der die Kathodenzylinder trägt, aber so nahe an der oberen Fläche, daß sie sich in einem relativ schwachen Felde befindet.

Die photographischen Aufnahmen zeigen, daß der Funke auch bei scharfkantigen zylindrischen Kathoden im wesentlichen der Oberfläche folgt.

4. Wird die „Reinheit“ oder „Aktivität“ durch Vorhandensein von Metallsalzen an den Elektrodenflächen verursacht?

E. Dubois<sup>2)</sup> hat in einer soeben herausgekommenen Arbeit nachgewiesen, daß die Funkenspannung bei niedrigem Luftdrucke (0,1—20 mm Hg) sehr bedeutend heruntergeht, wenn die Kathode mit Metallsalzen, z. B. Chlorcalcium, verunreinigt ist. Verunreinigung der Anode hat dagegen keinen Einfluß. Entfernt man alle Metallsalze von der Kathode durch Ausglühen, indem man die Entladung lange Zeit fortsetzt, oder auf andere Weise, so nimmt die Funkenspannung einen höheren konstanten Wert an, der von der Art des Kathodenmetalls unabhängig ist.

Der Gedanke liegt nahe, daß möglicherweise die mit Karborundum geputzten Elektroden, die im I. Teil, § 4 als „rein“ oder „aktiv“ bezeichnet wurden und die die kleinstmögliche Verzögerung ergaben, im Gegenteil besonders verunreinigt waren mit Metallsalzen, während bei den „unreinen“ oder „inaktiven“ Elektroden eventuell vorhandene Metallsalze von einer ganz gewiß sehr dünnen Ölschicht oder dergleichen zugedeckt oder inaktiv gemacht worden sind.

Um zu entscheiden, welche von den zwei Auffassungen die richtige ist, die letztgenannte oder die früher aufgestellte, daß die „Reinheit“ durch die Scharfkantigkeit der mit Karbo-

1) Die Berechtigung, den Ausgangspunkt des Funkens so zu bezeichnen, wird sich im III. Teil erweisen.

2) E. Dubois: Recherches sur le potentiel disruptif dans les gaz raréfiés. Ann. de physique T. 20. S. 113—240. Oct. 1923.

rand geputzten Kathode verursacht wird, wurden die folgenden Versuche angestellt.

Für eine Primärfunkenlänge von 4 mm wurde die Verzögerung in einer 2 mm Meßfunkenstrecke bestimmt. Erst wurde die Kathode geputzt, worauf man die Minimalverzögerung  $\tau_{\min}$  erhielt. Dann wurde die Kathode zuerst mit einem ganz leicht fettigen Gazeläppchen, hierauf mit einem ganz reinen Lappen abgerieben. Die Verzögerung war nach dieser Behandlung viel größer als  $\tau_{\min}$ . Dann wurde die Kathode mit etwas feingepulvertem Chlorcalcium oder Chlornatrium bestreut, aber die Verzögerung blieb unverändert groß. Man konnte vielleicht denken, daß das Pulver möglicherweise nicht in direkte Berührung mit dem Kathodenmetall gekommen war, sondern nur auf der ganz gewiß nur außerordentlich dünnen Fettschicht haftete. Der Versuch wurde daher in der Weise wiederholt, daß das Pulver auf eine mit Äther vollkommen gereinigte Glasplatte gestreut und die inaktive Kathodenkugel stark auf die bestreute Glasplatte gedrückt wurde. Es konnte dann kein Zweifel mehr sein, daß das Pulver an verschiedenen Stellen der Kathodenoberfläche in direkte Berührung mit dem Metall gekommen und mit keiner Ölschicht bedeckt war. Aber auch in diesem Falle verursachte die Anwesenheit des Pulvers auf der Kathode keine Verminderung der Verzögerung. Erneutes Putzen mit Karborundum brachte dagegen die Verzögerung auf  $\tau_{\min}$  herunter. Es kann damit als erwiesen gelten, daß die „Reinheit“ oder „Aktivität“ der Elektroden in der Bedeutung wie diese Begriffe im vorstehenden angewendet wurden, nicht durch Vorhandensein von Metallsalzen verursacht wird.

Bei der Durchführung der hier beschriebenen Versuche wurde ich von den Hrn. Ingenieuren I. P. Christensen, B. B. Rud, H. Nørgaard und J. Egelund-Nielsen in hervorragender Weise unterstützt.

Die Untersuchung wurde mit Unterstützung des Carlsbergfonds ausgeführt.

(Eingegangen 6. Oktober 1924.)

**6. Berichtigung und Nachtrag  
zu meiner Abhandlung „Zur Elektrizitätsleitung  
in Kristallen“;**

**von F. v. Rautenfeld.**

(Ann. d. Phys. 72. S. 617. 1923.)

1. In den Tabellen obiger Abhandlung ist folgendes zu berichtigen: Alle Werte der *spezifischen* Leitfähigkeit sind um eine Zehnerpotenz zu groß; außerdem sind diese Werte in Tab. 1 und 2 noch zu multiplizieren mit 0,36 und in Tab. 3d mit 0,9. Ein Auswahl berichtigter Werte enthalten folgende Tabellen:

**Tabelle 1.**

Spezifische Leitfähigkeit von Steinsalz.

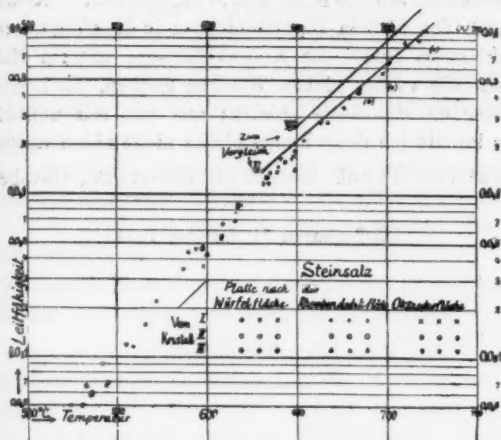
Platte VIII, Wechselstrom		Platte XI, Gleichstrom	
Temperatur ° C	Leitfähigkeit 1/cm Ohm	Temperatur ° C	Leitfähigkeit 1/cm Ohm
649	0,0 <sub>4</sub> 25 <sub>6</sub>	630	0,0 <sub>4</sub> 185
682	59 <sub>6</sub>	670	333
709	0,0 <sub>5</sub> 109	711	805
750	293	753	0,0 <sub>5</sub> 1988
793	813		

**Tabelle 2.**

Spezifische Leitfähigkeit von Kalkspat.

Temperatur ° C	Leitfähigkeit in 1/cm Ohm in der Richtung		
	Hauptachse	⊥ Spaltfläche	⊥ Hauptachse
	(in Klammern Prozentwerte)		
250	0,0 <sub>7</sub> 33 (100)	0,0 <sub>7</sub> 24 (73)	0,0 <sub>7</sub> 14 (42 <sup>1</sup> / <sub>3</sub> )
300	86 (100)	60 (70)	29 (34)
350	0,0 <sub>6</sub> 200 (100)	0,0 <sub>6</sub> 140 (70)	58 (29)
400	425 (100)	280 (66)	0,0 <sub>6</sub> 110 (26)
450	800 (100)	470 (59)	200 (25)
500	0,0 <sub>6</sub> 1300 (100)	690 (53)	310 (24)
550	1900 (100)	910 (48)	430 (23)

2. Weitere Messungen<sup>1)</sup> an Steinsalzplatten, welche nach den Richtungen der Würfelfläche oder Rhombendodekaederfläche oder Oktaederfläche — alle drei jedesmal aus demselben Kristall — geschnitten waren, ergaben die in Fig. 1 verzeichneten Werte. Es zeigt sich im Gegensatz zu den Ergebnissen von Braun<sup>2)</sup> und Noack<sup>3)</sup> — der auch bei hoher Temperatur



Spezif. Leitfähigkeit von Steinsalz in verschiedenen Richtungen  
(zum Vergleich frühere Spaltplatten).

Fig. 1.

Unterschiede nach den Richtungen findet — kein merklicher Unterschied der Leitfähigkeit in den drei Richtungen. Dieses Ergebnis stimmt mit Beobachtungen von Joffé<sup>4)</sup> überein, der die Leitfähigkeitsfläche in regulären Kristallen für eine Kugel hält.

Meine neueren Platten zeigten unterhalb 650° C Abweichungen vom einfachen Exponentialgesetz in der Richtung

1) Vgl. Zeitschr. f. techn. Phys. 5. S. 524. 1924 und Physik. Zeitschr. 25. S. 602. 1924.

2) F. Braun, Wied. Ann. 31. S. 872. 1887.

3) F. Noack, Diss. Greifswald 1919. Nach freundlicher Mitteilung des Hrn. Prof. Stark.

4) A. Joffé, Ann. d. Phys. 72. S. 495. 1923.

des Gesetzes für Isolatoren (mit der reziproken Temperatur im Exponenten), was vielleicht auf Rechnung von Einschlüssen zu schieben ist. Ferner stieg bei vielen Platten gegen 700° oder schon früher die Leitfähigkeit plötzlich weniger, um dann auf einer niedrigeren Kurve zu verlaufen (vier Werte in Fig. 1 eingeklammert). Das wiederholte sich bei neuem Erhitzen, während neues Bestäuben auf die alten Werte zurückführte. Anscheinend ziehen sich die dünnen Platinschichten in Häufchen zusammen und verkleinern damit die Kontaktflächen; unterm Mikroskop erscheinen die vorher glatten Flächen uneben. Es können aber auch Bläschen eine Rolle spielen; aus von mir unabhängigen Gründen konnte ich diese Frage bisher nicht näher untersuchen.

Würzburg, Physik. Institut der Universität, Oktober 1924.

(Eingegangen 31. Oktober 1924.)

## 7. Gesetz über die Temperaturskale und die Wärmeeinheit.

Vom 7. August 1924.

Der Reichstag hat das folgende Gesetz beschlossen, das mit Zustimmung des Reichsrats hiermit verkündet wird:

### § 1.

Die gesetzliche Temperaturskale ist die thermodynamische Skale mit der Maßgabe, daß die normale Schmelztemperatur des Eises mit  $0^{\circ}$  und die normale Siedetemperatur des Wassers mit  $100^{\circ}$  bezeichnet wird.

Die Physikalisch-Technische Reichsanstalt hat diese Temperaturskale festzulegen und bekannt zu machen.

### § 2.

Die gesetzlichen Einheiten für die Messung von Wärmemengen sind die Kilokalorie (kcal) und die Kilowattstunde (kWh).

Die Kilokalorie ist diejenige Wärmemenge, durch welche ein Kilogramm Wasser bei Atmosphärendruck von  $14,5^{\circ}$  auf  $15,5^{\circ}$  erwärmt wird.

Die Kilowattstunde ist gleichwertig dem Tausendfachen der Wärmemenge, die ein Gleichstrom von 1 gesetzlichen Ampere in einem Widerstande von 1 gesetzlichen Ohm während einer Stunde entwickelt und ist 860 Kilokalorien gleich zu erachten.

### § 3.

Die Physikalisch-Technische Reichsanstalt setzt fest, um wieviel die Angaben der Meßgeräte, die auf den gesetzlichen Einheiten nach § 1 und § 2 beruhen, von den Sollwerten abweichen dürfen.

### § 4.

Im geschäftlichen Verkehr, insbesondere bei Ausübung eines Berufs oder Gewerbes, sind für die Bestimmung und Messung von Temperaturen und Wärmemengen die gesetzlichen Einheiten (§§ 1, 2) maßgebend. Die Verwendung von Meßgeräten,

die größere als die zulässigen Abweichungen (§ 3) aufweisen, ist verboten.

Gleiches gilt, soweit Behörden oder der Öffentlichkeit dienende Einrichtungen in Erfüllung ihrer Aufgaben Temperaturen oder Wärmemengen zu bestimmen oder zu messen haben.

Der Reichsminister des Innern ist ermächtigt, gemeinsam mit dem Reichswirtschaftsminister unter Zustimmung des Reichsrats Vorschriften darüber zu erlassen, wieweit die im Abs. 1 bezeichneten Meßgeräte amtlich beglaubigt oder einer wiederkehrenden amtlichen Überwachung unterworfen sein sollen.

#### § 5.

Für die Prüfung und Beglaubigung der Meßgeräte ist die Physikalisch-Technische Reichsanstalt zuständig.

Der Reichsminister des Innern kann die Befugnis zur Prüfung und Beglaubigung anderen Stellen übertragen. Alle für die amtliche Prüfung dienenden Normalgeräte müssen durch die Physikalisch-Technische Reichsanstalt beglaubigt sein.

#### § 6.

Die Physikalisch-Technische Reichsanstalt führt die technische Aufsicht über das Prüfungswesen und wacht darüber, daß bei der amtlichen Prüfung und Beglaubigung der Meßgeräte im ganzen Reichsgebiete nach übereinstimmenden Grundsätzen verfahren wird. Diese Behörde erläßt alle darauf bezüglichen technischen Vorschriften und bestimmt insbesondere die Art, die Beschaffenheit und die Bezeichnung der Meßgeräte, die zur amtlichen Beglaubigung zugelassen werden sollen, sowie die bei der Prüfung und Beglaubigung zu beobachtenden Verfahren.

Ferner setzt die Physikalisch-Technische Reichsanstalt im Einvernehmen mit den Prüfämtern der Länder die zu erhebenden Gebühren und das bei den Beglaubigungen anzuwendende Stempelzeichen fest.

#### § 7.

Wer den Bestimmungen des § 4 Abs. 1 Satz 2 oder den auf Grund des § 4 Abs. 3 erlassenen Vorschriften zuwiderhandelt, wird mit Geldstrafe bis zu 150 Goldmark oder mit Haft bestraft. Neben der Festsetzung der Strafe kann auf Unbrauchbarmachung, Vernichtung oder Einziehung der vorschrifts-



widrigen Meßgeräte erkannt werden, ohne Rücksicht darauf, ob sie dem Täter gehören oder nicht. Ist die Verfolgung oder die Verurteilung einer bestimmten Person nicht ausführbar, so kann auf die Unbrauchbarmachung, Vernichtung oder Einziehung selbständig erkannt werden.

§ 8.

Die Bestimmungen der §§ 1 bis 3, 5 und 6 dieses Gesetzes treten mit dem auf die Verkündung folgenden Tage, die übrigen Bestimmungen des Gesetzes ein Jahr später in Kraft.

Berlin, den 7. August 1924.

Der Reichspräsident

Ebert

Der Reichsminister des Innern

Dr. Jarres.

***Bekanntmachung  
über die gesetzliche Temperaturskale.<sup>1)</sup>***

Auf Grund des § 1, Abs. 2 des Gesetzes über die Temperaturskale und die Wärmeeinheit vom 7. August 1924 (Reichsgesetzbl. I S. 679) wird die gesetzliche Temperaturskale in der folgenden Weise festgelegt:

Die Temperatur  $t$  wird gemessen:

1. zwischen  $-193^{\circ}$  und dem Schmelzpunkt des Eises durch den Widerstand  $R$  eines reinen Platindrahts nach der Beziehung

$$R_t = R_0 (1 + a_1 t + b_1 t^2 + c_1 t^3),$$

deren Konstanten  $R_0$ ,  $a_1$ ,  $b_1$  und  $c_1$  durch Eichung des Platindrahts bei dem Siedepunkt des Sauerstoffs:

$$t = -183,00^{\circ} + 0,0126 (p - 760)$$

$$- 0,0000065 (p - 760)^2$$

(wobei  $p$  hier wie in den folgenden Formeln den Sättigungsdruck zwischen 680 und 780 mm Quecksilbersäule bedeutet),

1) Reichsministerialblatt 1924, Nr. 40.

dem Sublimationspunkt der Kohlensäure:

$$t = -78,50^{\circ} + 0,01595 (p - 760) \\ - 0,000011 (p - 760)^2,$$

dem Schmelzpunkt des Quecksilbers:

$$t = -38,87^{\circ}$$

und dem Schmelzpunkt des Eises:

$$t = 0,000^{\circ}$$

bestimmt sind;

2. zwischen dem Schmelzpunkt des Eises und dem Erstarrungspunkt des Antimons

durch den Widerstand  $R$  eines reinen Platindrahts nach der Beziehung

$$R_t = R_0 (1 + a_2 t + b_2 t^2),$$

deren Konstanten  $R_0$ ,  $a_2$  und  $b_2$  durch Eichung des Platindrahts bei

dem Schmelzpunkt des Eises:

$$t = 0,000^{\circ},$$

dem Siedepunkte des Wassers:

$$t = 100,000^{\circ} + 0,0367 (p - 760) \\ - 0,000023 (p - 760)^2$$

und dem Siedepunkte des Schwefels:

$$t = 444,60^{\circ} + 0,0909 (p - 760) \\ - 0,000048 (p - 760)^2$$

bestimmt sind;

3. zwischen dem Erstarrungspunkt des Antimons und dem Schmelzpunkt des Goldes

durch die elektromotorische Kraft  $e$  eines Thermoelements aus reinem Platin gegen eine Legierung von Platin mit 10 v. H. Rhodium unter der Bedingung, daß sich die eine Lötstelle auf der Temperatur  $t^{\circ}$ , die andere auf der Temperatur des schmelzenden Eises befindet, nach der Beziehung

$$e = a_3 + b_3 t + c_3 t^2 + d_3 t^3;$$

die Konstanten  $a_3$ ,  $b_3$ ,  $c_3$  und  $d_3$  werden durch Eichung des Thermoelements bei dem Erstarrungspunkt des Zinkes und dem Erstarrungspunkt des Antimons, deren Tempe-

ratur nach der Vorschrift unter 2. zu ermitteln ist, ferner bei dem Erstarrungspunkt des Silbers:

$$t = 960,5^{\circ}$$

und dem Schmelzpunkt des Goldes:

$$t = 1063^{\circ}$$

bestimmt;

4. oberhalb des Schmelzpunkts des Goldes durch das bei der Wellenlänge  $\lambda$  des sichtbaren Lichtes beobachtete Helligkeitsverhältnis  $H_t/H_{Au}$  des schwarzen Körpers nach der Beziehung

$$\ln \frac{H_t}{H_{Au}} = \frac{c}{\lambda} \left[ \frac{1}{t_{Au} + 273} - \frac{1}{t + 273} \right],$$

deren Konstanten

$$t_{Au} = 1063^{\circ} \quad \text{und} \quad c = 1,43 \text{ cm} \cdot \text{Grad}$$

gesetzt werden.

### 5. Zusätze.

- a) Neben den vorstehenden Fixpunkten, durch welche die gesetzliche Temperaturskala festgelegt wird, können für die Messungen außerdem noch folgende Fixpunkte zweiter Ordnung dienen:

Umwandlungspunkt von Natriumsulfat  $32,38^{\circ}$ ,

Siedepunkt von Naphthalin  $217,9^{\circ} + 0,058 (p - 760)$

für Drucke zwischen  $p = 750$  und  $760$  mm,

Erstarrungspunkt von Zinn  $231,8^{\circ}$ ,

Siedepunkt von Benzophenon  $305,9^{\circ} + 0,063 (p - 760)$

für Drucke zwischen  $p = 750$  und  $760$  mm,

Erstarrungspunkt von Cadmium  $320,9^{\circ}$ ,

Erstarrungspunkt von Zink  $419,4^{\circ}$ ,

Erstarrungspunkt von Antimon  $630,5^{\circ}$ ,

Erstarrungspunkt von Kupfer  $1083^{\circ}$ ,

Schmelzpunkt von Palladium  $1557^{\circ}$ ,

Schmelzpunkt von Platin  $1770^{\circ}$ ,

Schmelzpunkt von Wolfram  $3400^{\circ}$ .

- b) Die Eichung des Platindrahts zwischen  $-193^{\circ}$  und dem Schmelzpunkt des Eises kann dadurch vereinfacht werden, daß für die Konstante  $c_1$  der Wert  $-5 \cdot 10^{-12}$  gesetzt wird. Die Eichung am Sublimationspunkt der Kohlensäure fällt alsdann weg.

# 6. Erläuterungen.

- a) Der normale Schmelzpunkt des Eises und der normale Siedepunkt des Wassers beziehen sich, ebenso wie alle andern Schmelz- und Erstarrungspunkte, auf den Druck der normalen Atmosphäre von 760 mm Quecksilbersäule, gemessen bei der Dichte  $13,595 \text{ g/cm}^3$  und der Schwerebeschleunigung  $980,665 \text{ cm/sec}^2$ .
- b) Das zu Widerstandsthermometern verwendete Platin muß einen solchen Grad von Reinheit besitzen, daß der Quotient  $R_t:R_0$  am normalen Siedepunkt des Sauerstoffs kleiner als 0,250, am normalen Siedepunkt des Wassers größer als 1,390 und am normalen Siedepunkt des Schwefels größer als 2,645 ist.
- c) Das Thermoelement muß so beschaffen sein, daß seine elektromotorische Kraft am Goldschmelzpunkt zwischen den Werten 10200 und 10400 Mikrovolt gelegen ist.
- d) Der Wert  $\lambda \cdot (t + 273)$  unter 4. muß kleiner als  $0,3 \text{ cm} \cdot \text{Grad}$  sein.

Charlottenburg, den 20. September 1924.

Der Präsident der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt  
In Vertretung Holborn.

(Eingegangen Oktober 1924.)

## Namenregister zum Jahrgang 1924.

### A.

- Angerer, v. Ernst, u. G. Joos,  
Die Absorptionsspektren der Elemente der Eisengruppe 74, 743.  
Arkadijew, W., Reflexion elektrischer Wellen an Hertzschen Gittern 75, 426.

### B.

- Bakker, G., Zur Thermodynamik der Kapillarschicht 75, 685.  
Becker, A., Über die durch  $\alpha$ -Strahlen erregte Elektronenemission 75, 217. — Über die Erzeugung und Untersuchung mittelschneller Kathodenstrahlen 75, 435. — Über die Elektronenemission der Metalle 75, 781.  
Becker, R., Über die strenge Gültigkeit des Gleichverteilungssatzes bei Oszillatoren und Rotatoren 75, 556.  
Bender, M. und W. Friedrich, Über gestreute Röntgenstrahlung I. Teil: Die azimutale Verteilung der Röntgenstrahlen 73, 505.  
Borelius, G., Die Tammannschen Resistenzgrenzen und die Atomverteilung der metallischen Mischkristalle 74, 216. — Bemerkungen zu einer Arbeit von W. Heraeus: Über die Abhängigkeit der thermoelektrischen Kraft des Eisens von seiner Struktur 74, 757. — und C. H. Johansson, Ausdehnungsmessun-

- gen bei tiefen Temperaturen mit Doppelspiegeldilatometer 75, 23.  
Born, M. und W. Heisenberg, Zur Quantentheorie der Molekeln 74, 1.

- Brandt, A., Über die Beziehung zwischen der Gleichung v. d. Waals und der Formel von Trouton 73, 403. — Über die Verdampfungswärme und den Druck gesättigter Dämpfe bei sehr niedrigen Temperaturen 73, 406. — Die thermodynamische Fläche des Wassers 73, 409. — Über die Differenz der spezifischen Wärmen bei konstantem Volumen einer Flüssigkeit und ihres Dampfes 73, 412. — Betrachtungen über den Kohäsionsdruck 73, 415.

- Bucherer, A. H., Die Rolle des Standorts in der Relativitätstheorie 73, 397. — Berichtigung zur Arbeit: Die Rolle des Standorts in der Relativitätstheorie 74, 104.

- Busse, W., Über die Schallgeschwindigkeit und Verhältnis der spezifischen Wärmen von organischen Flüssigkeiten 75, 657.

### C.

- Carst, A., Über das kontinuierliche Wasserstoffspektrum 75, 665.  
Citron, L., Über das Verhalten des Viellinienspektrums des Wasser-

stoffe bei tiefen Temperaturen 73, 470.

Coudres, Th. des, Beschränkte Mischbarkeit von Materie oberhalb der kritischen Temperatur 73, 289.

Dallwitz-Wegener, R. v., und P. Lenard und E. Zachmann, Über Oberflächenspannungsmessung, besonders nach der Abreißmethode und über die Oberflächenspannung des Wassers 74, 381.

#### F.

Foersterling, K., Über die Reflexion und Brechung elektrischer Wellen am geschichteten Medium 74, 171. — Hautwirkung in Röhren 74, 176.

Friedrich, W. und M. Bender, Über gestreute Röntgenstrahlung, I. Teil: Über die aximutale Verteilung der Röntgenstreustrahlen 73, 505.

Fröhlich, Paul, Weitere Beobachtungen über die Gültigkeitsgrenze des geometrischen Gesetzes der Lichtbrechung 75, 598.

#### G.

Gans, R., Die molekulare Rauigkeit einer ebenen Quecksilberoberfläche 74, 231. — Die Farbe des Meeres 75, 1.

Gehreke, E. und E. Laue, Die Intensitätsverteilung der Komponenten von  $H_a$  74, 574.

Gerlach W. und O. Stern, Über die Richtungsquantelung im Magnetfeld 74, 673.

Glaser, A., Über eine neue Erscheinung am Diamagnetismus der Gase 75, 459.

Golsen A., Über eine Messung des Strahlungsdruckes 73, 624.

#### H.

Halpern, O., Zur Photophores. 73, 457. — Berichtigung der Notiz: Über die Verwendung von selektiv durchlässigen Spiegeln in der Strahlungstheorie 74, 458.

Harms, E., Über die elektrischen Erscheinungen bei der Reaktion zwischen Chininsulfat und Wasserdampf 73, 237.

Hebbel, K. und M. Trautz, Die Messung der spezifischen Wärme von Gasen mittels der Differentialmethode II 74, 285.

Heisenberg, W. und M. Born, Zur Quantentheorie der Molekeln 74, 1. — Über Stabilität und Turbulenz von Flüssigkeitströmen 74, 577.

Heraeus, W., Die Abhängigkeit der thermoelektrischen Kraft des Eisens von seiner Struktur 73, 554.

Hippel, A. v., Die Theorie des Thermomikrophons 75, 521.

Hofmeier, W., Über Messungen der Eigenschwingungen einlagiger Spulen 74, 32.

Holborn, L., Über die Kolbenbewegung der Druckwaage 75, 276.

Holgersson, S. und E. Sedström, Experimentelle Untersuchungen über die Gitterstruktur einiger Metallegierungen 75, 143.

#### J.

Jaffé, G., Über die Ungültigkeit des Gleichverteilungsatzes bei Oszillatoren und Rotatoren 74, 628. — Über den Einfluß der Diffusion auf nahezu gesättigte Ströme 75, 391.

Jacoby, G., Nachtrag zur Arbeit: Über die elektrische Polarisation des Dielektrikums 73, 477.

Jakobson, M., Über die photo-

graphische Wirkung der Kanalstrahlen 73, 326.

Jeżewski, M., Zur Veröffentlichung des Herrn W. Kast „Anisotropie der flüssigen Kristalle bezüglich ihrer elektrischen Leitfähigkeit 75, 108.

Johansson, C. H. und E. Borelius, Ausdehnungsmessungen bei tiefen Temperaturen mit Doppelspiegeldilatometer 75, 23.

Joos, G. und E. v. Angerer, Die Absorptionsspektren der Elemente der Eisengruppe 74, 743.

Jung, H., Über elektrodenlose Ringentladung 75, 201.

# K.

Kast, W., Anisotropie der flüssigen Kristalle bezgl. ihrer Dielektrizitätskonstanten und ihrer elektr. Leitfähigkeit 73, 145.

Kottler, Friedrich, Zur Theorie der Beugung an schwarzen Schirmen. (Erwiderung auf die Bemerkungen von E. Maey und A. Rubinowicz 75, 634.

Krefft, H., Über den Dopplereffekt an Kanalstrahlen von Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff 75, 75. — Über den Dopplereffekt an Kanalstrahlen des Wasserstoffs, Nachtrag 75, 513.

Kretschmann, E., Metallische Leitfähigkeit, Rayleighsches Strahlungsgesetz und Geschwindigkeitsverteilung der Leitungselektronen 74, 189. — Grundlagen einer Theorie der Supraleitfähigkeit 74, 405. — Berichtigung zu der Abhandlung: Grundlagen einer Theorie der Supraleitfähigkeit 75, 448.

Krüger, K. und J. Zenneck,

Über das Dämmerungssehen mit Ferngläsern 73, 242.

# L.

Lanczos, K., Flächenhafte Verteilung der Materie in der Einsteinschen Gravitationstheorie 74, 518.

Lang, K., Messung von Röntgennormalen (Tafel II) 75, 489.

Lau, E. und E. Gehrcke, Die Intensitätsverteilung der Komponenten von  $H_\alpha$  74, 574.

Lauch, K., Die optischen Konstanten chemisch reiner und undurchsichtiger durch Kathodenzerstäubung hergestellter Metallschichten 74, 55.

Laue, M. v. und G. A. Schotts, Form der relativistischen Dynamik und die Quantenbedingungen 73, 190. — und N. Sen, Die de Sittersche Welt 74, 252. — Über die Berechnung des Potentialabfalles in den von glühenden Metallen ausgesandten Ionen und Elektronengasen 75, 182.

Leistner, K., Über stehende Lichtwellen in großer Entfernung von reflektierenden Flächen 74, 325. — und W. Möbius, Der Nachweis stehender Lichtwellen als Vorlesungsversuch 74, 700.

Lenard, P., Über die Lichtfortpflanzung im Himmelsraum 73, 89. — und R. v. Dallwitz-Wegener und E. Zachmann, Über Oberflächenspannung, besonders nach der Abreißmethode und über die Oberflächenspannung des Wassers 74, 381.

Lindman, K. F., Über eine von einem asymmetrisch-tetraedrischen und von einem spiralförmigen Molekülmodell erzeugte Drehung

- der Polarisationssebene der elektromagnetischen Wellen 74, 541.  
 Livens, G. H., Die Ganasche Theorie des Dia-, Para- und Magnetismus 75, 819.

## M.

- Maey, E., Bemerkungen zu der Abhandlung von Fr. Kottler: Zur Theorie der Beugung an schwarzen Schirmen 73, 16.  
 March, A., Kontinuierliches Röntgenspektrum und Plancksches Strahlungsgesetz 75, 711.  
 Meissner, K. W., Über Lyman-geister in den Wellenlängenmessungen des ultraroten Neonspektrums 73, 648.  
 Meyer, E. H. L., Dielektrizitätskonstante und chemische Konstitution bei organischen Flüssigkeiten 75, 801.  
 Michels, A., Genauigkeit und Empfindlichkeit einer Druckwaage mit einem sogenannten Amagatzylinder 73, 577.  
 Mie, G., Abklingungszeit und Verweilzeitangeregter Atome 73, 195.  
 Möbius, W. und K. Leistner, Der Nachweis stehender Lichtwellen als Vorlesungsversuch 74, 700.  
 Müller, Aloys, Über die Form des blauen Himmels 75, 658.

## N.

- Niessen, K. F., Ableitung des Planckschen Strahlungsgesetzes für Atome mit 2 Freiheitsgraden 75, 748.

## O.

- Oelkers, K., Versuche über den Beginn der Glimmentladung in Wasserstoff und Luft 74, 703.

- Ornstein, L. S., Anisotropie der flüssigen Kristalle bezgl. ihrer Dielektrizitätskonstante und ihrer elektr. Leitfähigkeit; Beitrag zur Theorie der flüssigen Kristalle 74, 445.

## P.

- Pedersen, P. O., Über den elektrischen Funken, II. Teil. Experimentelle Untersuchungen über Funkenverzögerung und Funkenbildung 75, 827.  
 Physikalisch-Technische Reichsanstalt, Übernahme von photometrischen Registrierungen 73, 426. — Gesetz über die Temperaturskala und die Wärmeeinheit 75, 851.  
 Planck, M., Über die Natur der Wärmestrahlung 73, 272. — Zur Quantenstatistik des Bohrschen Atommodells 75, 678.

## Q.

- Quarder, B., Über Lichtbrechung in Gasen im Spektralbereich von 5782 bis 2442 Å.-E. 74, 255.

## R.

- Ramsauer, C., Über den unmittelbaren Nachweis der elektrischen Erdladung 75, 449.  
 Ramspeck, A., Anomalien der accidentellen Doppelbrechung bei Zelluloid 74, 722.  
 Rau, H., Beobachtungen über den Dopplereffekt an Linien und Bandenspektren der Kanalstrahlen 73, 266.  
 Rautenfeld, F. v., Berichtigung und Nachtrag zur Abhandlung „Zur elektrischen Leitung in Kristallen“ 75, 848.  
 Rosa, M. La, Das ballistische Prin-



zip in der Fortpflanzung des Lichtes und einige neuere Untersuchungen von Herrn Rudolf Tomaschek 75, 195.

Rubinowicz, A., Zur Kirchhoffschen Beugungstheorie 73, 339. — Bemerkungen zur Arbeit von F. Kottler „Zur Theorie der Beugung an schwarzen Schirmen“ 74, 459.

Rüchardt, E., Über den Zusammenhang zwischen Kernneutralisierung und Sekundärstrahlung bei den  $\alpha$  Strahlen und Kanalstrahlen 73, 228.

Rupp, E., Über die Zentren der Lichtemission der Alkalien 73, 1. — Über Leitfähigkeitsänderung der Phosphore durch Kathodenstrahlen 73, 127. — Bemerkung zu meiner Arbeit: Über die Zentren der Lichtemission der Alkalien 73, 660. — Über Ausleuchtung der Phosphore durch magnetische und elektrische Felder 75, 326. — Über Phosphoreszenzerregung durch Hochfrequenzstrahlen 75, 369.

8.

Schaefer, Cl., Das Verhalten Hertzscher Gitter. (Bemerkungen zu einer Abhandlung des Herrn R. Gans) 74, 255.

Schaukelberger, A., Über das normale Kathodengefälle in der Luft 73, 21.

Scheibe, A., Untersuchungen über die Erzeugung sehr kleiner Wellen mit Glühkathodenröhren nach Barkhausen und Kurz 73, 54.

Schiller, Über die elektromotorischen Eigenschaften der Gläser 74, 105.

Schlomka, T. und A. Wigand,

Annalen der Physik. IV. Folge. 75.

Die Messung elektrischer Spannungen vom Motorluftfahrzeug aus 75, 279.

Schmeckel, J. und R. Seeliger, Über die normale kathodische Stromdichte der Glimmentladung 73, 249.

Schmidt, F., Zur Kenntnis der Absorptionskantenserien der Phosphore 74, 362.

Schmidt, G. C., Über Atomstrahlen 75, 337.

Sedström, E. und S. Holgersson, Experimentelle Untersuchungen über die Gitterstruktur einiger Metallegierungen 75, 143. — Zur Kenntnis der Gold-Kupferlegierungen 75, 549.

Seeliger, R. und J. Schmeckel, Über die normale kathodische Stromdichte der Glimmentladung 73, 249.

Seitz, W., Über die Assymetrie der Elektronenemission an sehr dünnen Metallschichten unter der Einwirkung von Röntgenstrahlen 73, 182.

Selety, F., Unendlichkeit des Raumes und allgemeine Relativitätstheorie 73, 291.

Sen, N., Über die Grenzbedingungen des Schwerfeldes an Unstetigkeitsflächen 73, 365. — und M. v. Laue, Die de Sittersche Welt 74, 252. — Über die Berechnung des Potentialabfalles in den von glühenden Metallen ausgesandten Ionen und Elektronengasen 75, 182.

Shoulejkin, W., Die Farbe des Meeres 75, 825.

Sommer, L. A., Über das Funkenspektrum des Caesium 75, 163.

Sommerfeld, A., Zur Theorie der

- Multipletts und ihrer Zeeman-effekte 73, 209.  
 Spanner, H. J., Über die thermische Emission elektrisch geladener Teilchen 75, 609.  
 Stern, C. und W. Gerlach, Über die Richtungsquantelung im Magnetfeld 74, 673.  
 Stolt, Helge, Die Rotation des elektrischen Lichtbogens bei Atmosphärendruck 74, 80.

## T.

- Tammann, G., Über die Atomverteilung in Mischkristallreihen 75, 212.  
 Tomaschek, R., Über das Verhalten des Lichtes außerirdischer Lichtquellen 73, 105. — Über Aberration und Absolutbewegung 74, 136. — Über die Phosphoreszenzeigenschaften der seltenen Erden in Erdalkaliphosphoren I. 75, 109. — II. 75, 561.  
 Trautz, M. und K. Hebbel, Die Messung der spezifischen Wärme  $C_p$  von Gasen mittels der Differentialmethode, II. Mittlg. 75, 285.

## V.

- Vieweg, R., Über Kontaktpotentialdifferenzen zwischen im Vakuum geglühten Metallen 74, 146.

## W.

- Wallerath, P., Beitrag zur Erweiterung und Verbesserung des Systems sekundärer Wellenlängennormalen 75, 37.  
 Walter, B., Beugungsfransen an Spaltaufnahmen mit Röntgenstrahlen. Dem Andenken G. H. Winds gewidmet 74, 661. — II. Mitteilung 75, 189.  
 Weiler, M., Über Sicht- und Seh-

weiten in schwach getrübbten Medien. Experimenteller Beitrag zur Lösung des Problems von der Form des blauen Himmels 74, 847.  
 Wentzel, G., Funkenlinien im Röntgenspektrum, Nachträge 73, 647.

Wien, M., Über die Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes für Elektrolyte bei sehr hohen Feldstärken 73, 161. — Bemerkung zu der Arbeit von Hrn. Foersterling „Über die Hautwirkung in Röhren“ 74, 186.

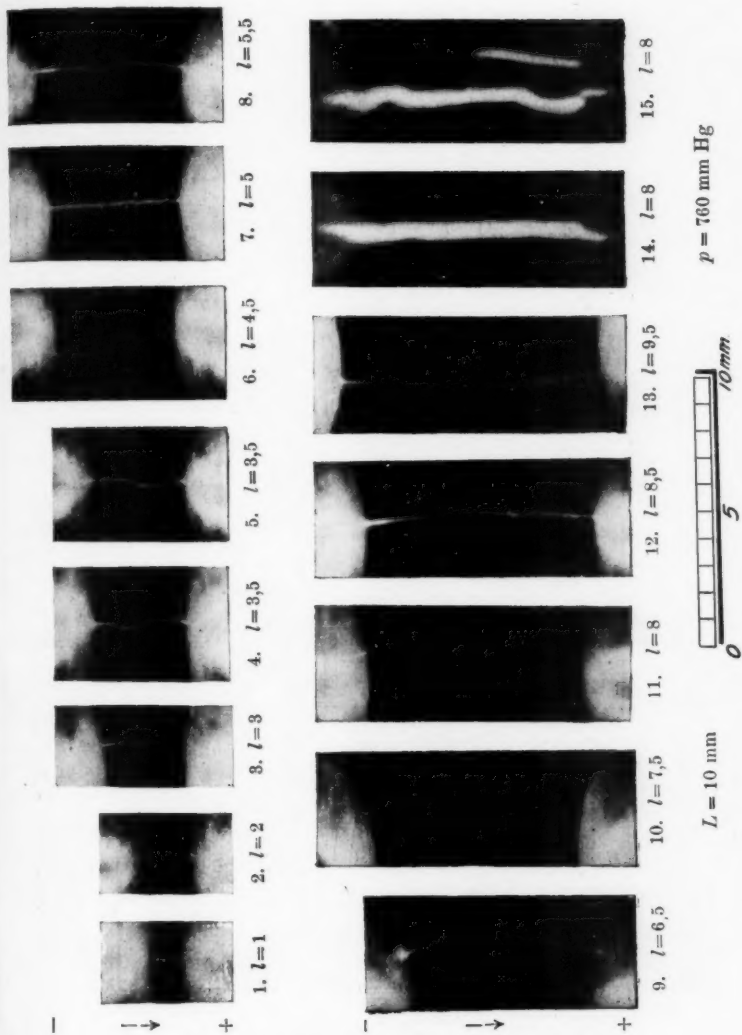
Wien, W., Über Messungen der Leuchtdauer der Atome und der Dämpfung der Spektrallinien. III. 73, 483.

Wigand, A. und T. Schlomka, Die Messung elektrischer Spannungen vom Motorluftfahrzeug aus 75, 279.

Wuckel, G., Über eine neue Methode zur Messung von Drahtwiderständen bei sehr schnellen Schwingungen 73, 427.

## Z.

- Zachmann, E., P. Lenard und K. v. Dallwitz-Wegener, Über Oberflächenspannungsmessungen, besonders nach der Abreißmethode, und über die Oberflächenspannung des Wassers 74, 381. — Untersuchungen über die elektrische Leitfähigkeit metaldampfhaltiger Flammen mit Einführung einwandfreier Feldmessungen 74, 461.  
 Zeilinger, F., Gastheoretische Berechnung der Braunschen Bewegung 75, 403.  
 Zenneck, J. und K. Krüger, Über das Dämmerungssehen mit Ferngläsern, 73, 242.



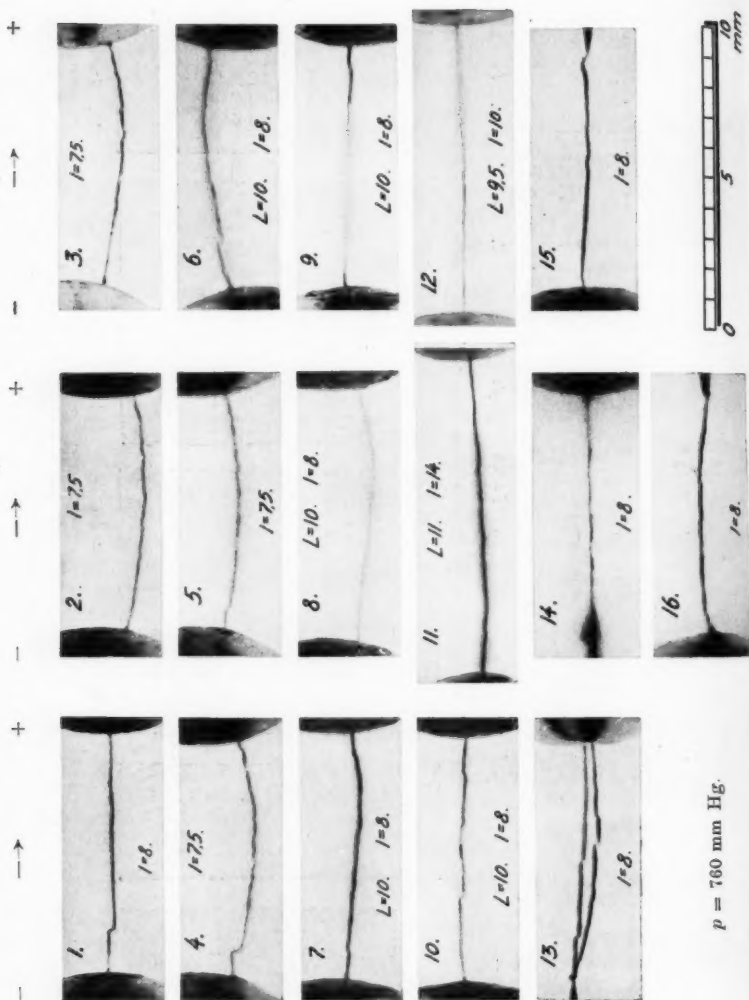
Funken in atmosphärischer Luft zwischen reinen Elektroden.

Anordnung nach Fig. 7.

Nr. 1–13:  $C_2 = 1$  bis 2 cm.

Nr. 14–15:  $C_2 = \text{ca. } 300 \text{ cm.}$

P. O. Pedersen.



Funken in atmosphärischer Luft zwischen reinen Elektroden.

Anordnung nach Fig. 7.  $C_2 = \text{ca. } 4 \text{ cm.}$

Nr. 1–12, Elektroden: Kugeln.

Nr. 13–16, Elektroden: Kugeln und Spitzen.

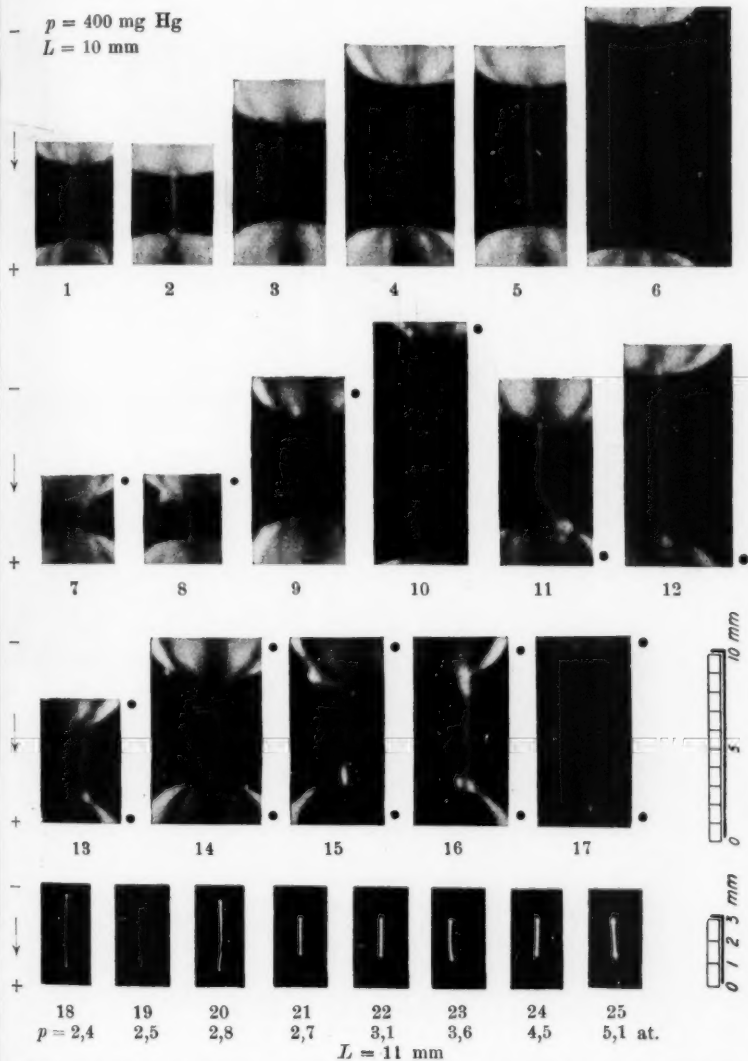
Nr. 13 zeigt zwei aufeinanderfolgende Funken.

P. O. Pedersen.

10 mm  
5  
0

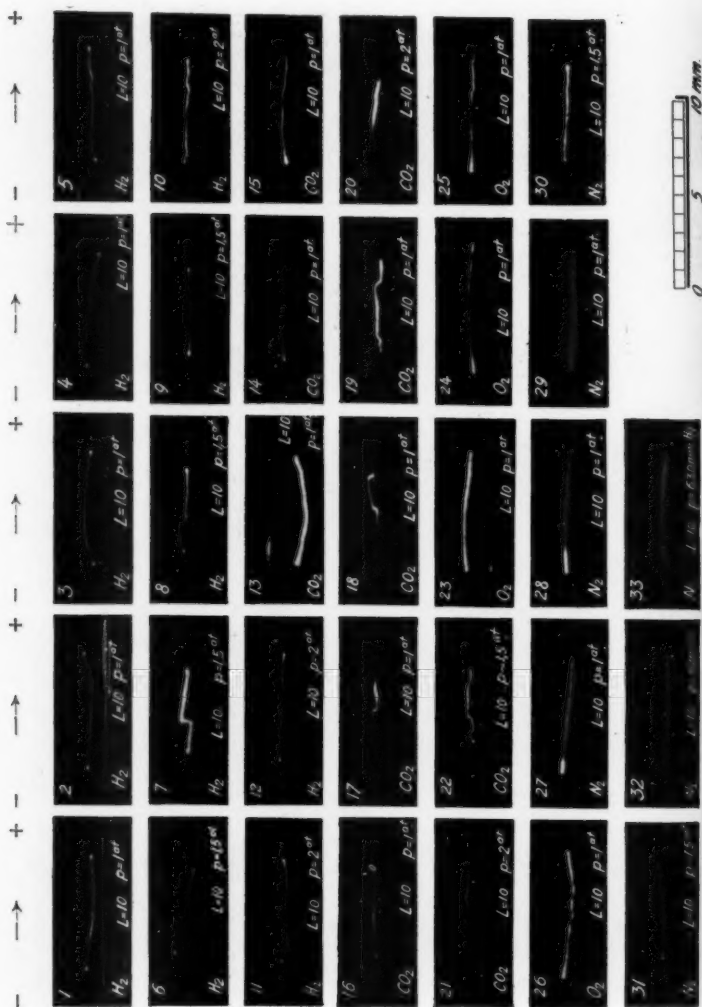
1 mm

100 mm Hg.



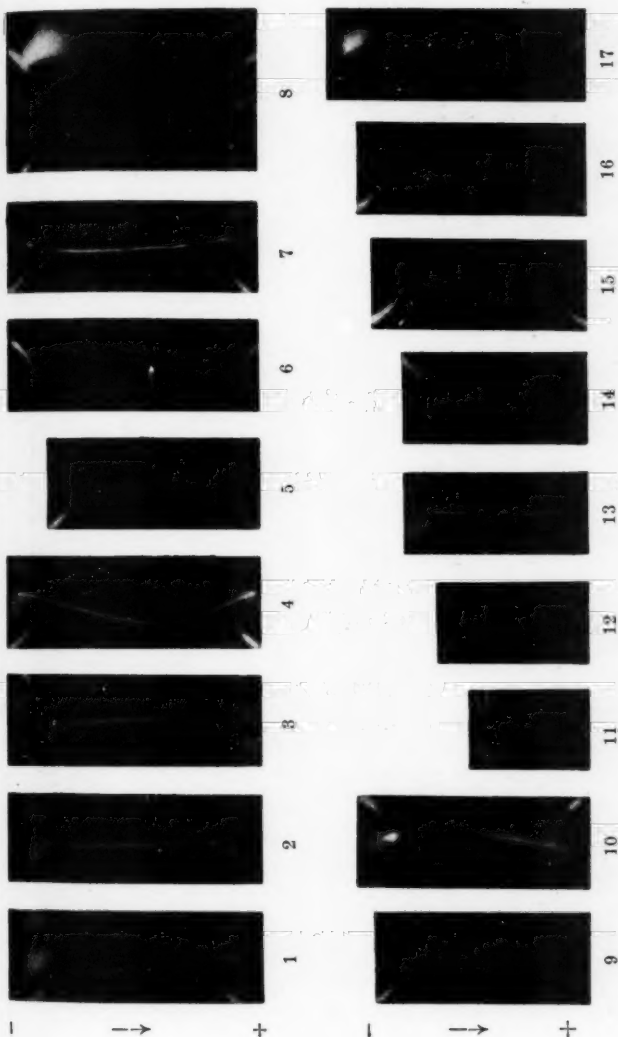
Funken in atmosphärischer Luft. Nr. 1—17 bei einem Drucke von  $p = 400 \text{ mm Hg}$ , Nr. 18—25 bei Drucken von 2,4 bis 5,1 at. In Nr. 1—6 und 18—25 sind die Elektroden rein. Bei den übrigen zeigt ein schwarzer Punkt rechts von dem Elektrodenbilde an, daß dieselbe mit einer dünnen Ölschicht verunreinigt ist.

P. O. Pedersen.



**Funkenphotographien in verschiedenen Luftarten.**

P. O. Pedersen.



Nr. 1-4:  $C_1 = 0$ ;  $C_2 = 4$  cm;  $r = 10^7$  Ohm  
 5-10:  $C_1 = 2000$  cm;  $C_2 = 8$  cm;  $r = 10^7$  Ohm  
 11-12:  $C_1 = 15$  cm;  $C_2 = 2$  cm;  $r = \infty$   
 13-17:  $C_1 = 2000$  cm;  $C_2 = 8$  cm;  $r = 10^7$  Ohm

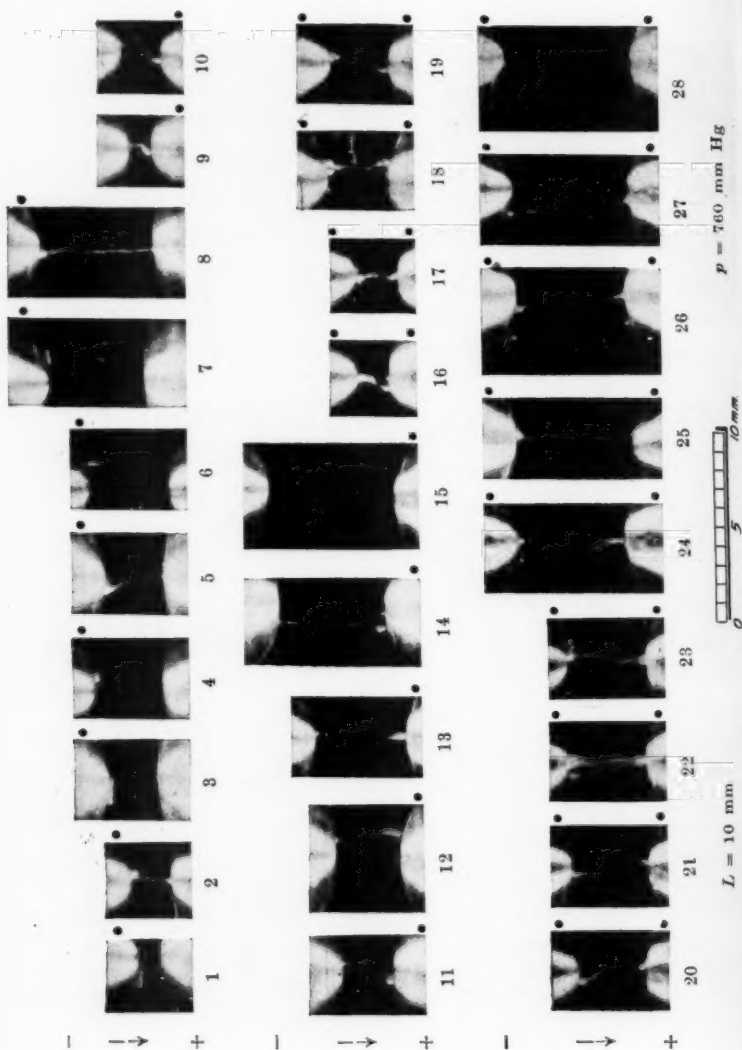


$\rho = 760$  mm Hg



Photographien von Funken, die sich bei langsam anwachsender Spannung bildeten.  $p = 750$  mg Hg. Reine Elektroden.

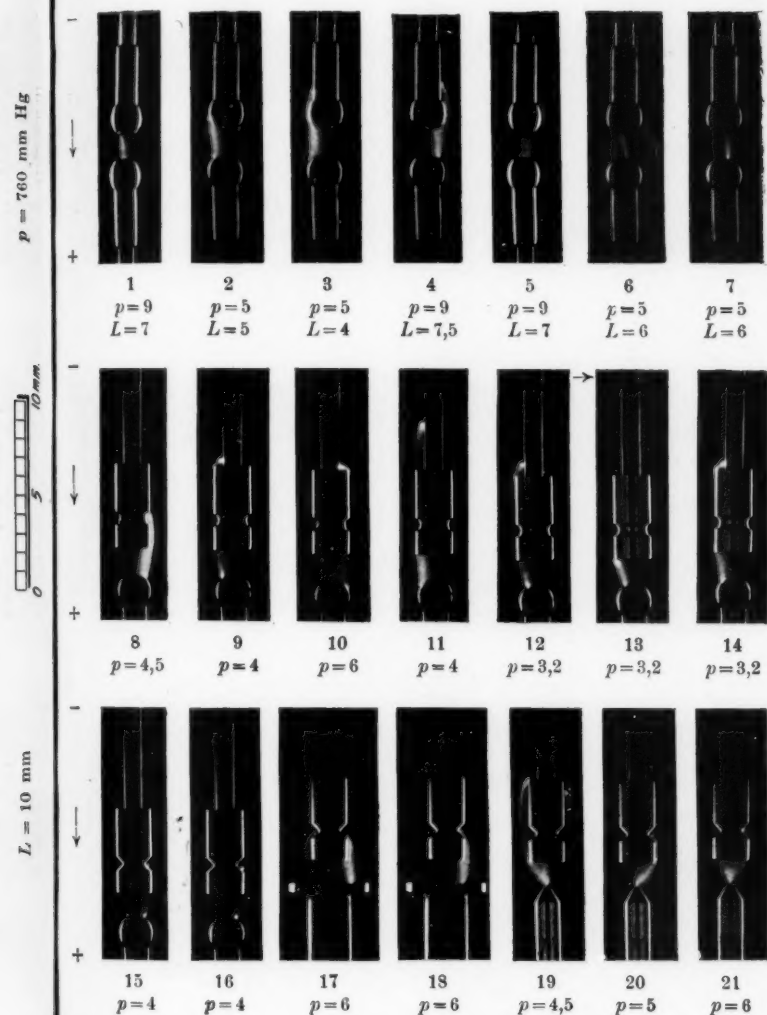
P. O. Pedersen.



Funkenphotographien in atmosphärischer Luft. Eine oder beide Elektroden mit einer dünnen Ölschicht verunreinigt, was durch einen schwarzen Punkt rechts von dem betreffenden Elektrodenbilde bezeichnet ist.

P. O. Pedersen.



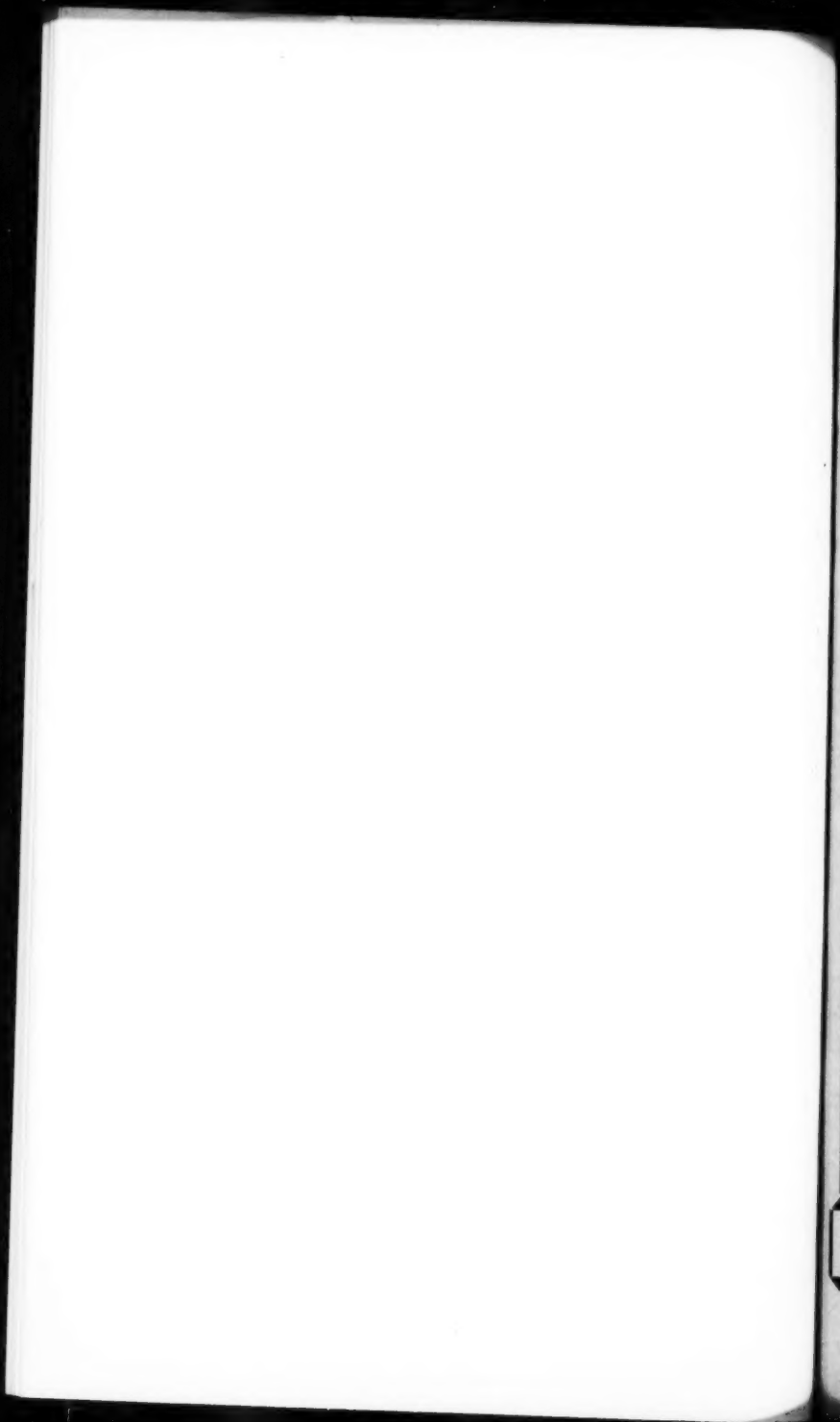
Nr. 8—21:  $L = 5 \text{ mm}$ 

0 10 20 30 40 50 mm.

 $p: \text{mm Hg}$ 

Funkenphotographien in atmosphärischer Luft bei niedrigem Druck.

P. O. Pedersen.



# ≡ Pfeiffer's ≡

**Neu!** D.R.P. angem. **Neu!**  
Ganz aus Stahl!



*Literatur:*  
STINTZING, Phys. Zeitschr. 1922, pag. 463; Zeitschr.  
f. techn. Physik 1922, Nr. 12 pag. 369.

## Quecksilber-Dampfstrahlpumpe

Saugleistung:  
**15 Liter** auf Aussetzen jeder  
Entladung in **10 Sekunden**  
vom Vorvakuum ab.

Listen von Abtlg. „A“ anfordern

# Arthur Pfeiffer, Wetzlar 1

**NEUE**  
**HOCHVAKUUM-**  
**DIFFUSIONSPUMPE**

**aus Metall**  
**nach Professor GAEDE**  
D. R. P. und Auslandspatente ang.



**Saugleistung: 15 Liter per Sekunde**  
**Vorvakuum: 20 mm**

Vergl. Zeitschrift für technische Physik,  
Jahrg. 1923, Nr. 10

\*

**Alleinige Hersteller:**  
**E. Leybold's Nachfolger A.-G.**  
**Köln a. Rhein · Brüderstraße 7**

Sonderliste auf Wunsch!

Metzger & Wittig, Leipzig

E